

Міністерство освіти і науки України  
Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна та Національний  
науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України

Міністерство освіти і науки України  
Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

Кваліфікаційна наукова праця  
на правах рукопису

**Левчук Ірина Павлівна**

УДК 533.9.01

**ДИСЕРТАЦІЯ  
ЗБУДЖЕННЯ НЕСИНУСОЇДАЛЬНИХ ХВИЛЬОВИХ ЗБУРЕНЬ У  
НЕРІВНОВАЖНІЙ ПЛАЗМІ**

01.04.08 – фізика плазми

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

\_\_\_\_\_ І.П. Левчук

Науковий керівник: **Маслов Василь Іванович**, доктор фізико-математичних наук, професор, провідний науковий співробітник

Харків – 2019

## АНОТАЦІЯ

Левчук І.П. Збудження несинусоїдальних хвильових збурень у нерівноважній плазмі. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.08 – фізика плазми. – Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна МОН України, Харків, 2019 р.

Дисертаційну роботу присвячено теоретичному дослідженню збудження несинусоїдальних хвильових збурень у нерівноважній плазмі, механізмам збудження кільватерних полів у плазмі резонансною та нерезонансною послідовностями релятивістських електронних згустків, а також суцільним пучком релятивістських електронів.

У роботі показано, що фокусування згустків при певних умовах може бути однорідним. Це може бути використано при фокусуванні в колайдерах, за рахунок використання збуджуваних поперечних кільватерних полів. Тому в дисертаційній роботі розглядається кільватерна плазмова лінза, що забезпечує однакове та однорідне фокусування послідовності релятивістських електронних згустків у плазмі. Методом числового моделювання визначено умови збудження таких несинусоїдальних полів у плазмі. Також аналітично описаний механізм фокусування плазмовим кільватерним полем релятивістських електронних згустків. Показано, що саме за певних умов відбувається однакове та однорідне фокусування послідовності згустків у плазмі. Тому важливо враховувати такі параметри: співвідношення довжини згустків до довжини збуджуваної хвилі в плазмі, заряд першого згустку, відстань між згустками, поздовжній розподіл густини згустків (тобто форму згустка).

Проведено вивчення кільватерної плазмової лінзи для випадку релятивістських електронних згустків, довжина яких менше півдовжини хвилі  $\Delta\xi_b < \lambda/2$ , та показано, що існує два вида лінз для послідовності коротких згустків. Досліджено за допомогою числового моделювання фокусуючі поля як для послідовності коротких згустків, так і для випадку суцільного пучка.

Для різних параметрів експерименту наведені результати числового моделювання і знайдено співвідношення кільватерного фокусування до самофокусування в залежності від форми згустку при збудженні кільватерного поля.

Досліджено фокусування послідовності згустків релятивістських електронів кільватерним полем як для резонансного  $\omega_m = \omega_{pe}$  (частота руху згустків збігається з електронною плазмовою частотою), так і для нерезонансного випадків  $\omega_{pe} > \omega_m$ . Показано, що фокусування в резонансному випадку є сильно неоднорідним. А в випадку нерезонансної кільватерної плазмової лінзи для короткої послідовності однакових згустків релятивістських електронів, довжина яких менша половини довжини хвилі  $\Delta\xi_b < \lambda/2$ , існує набір оптимальних параметрів, за яких вони всі знаходяться в фокусуючих кільватерних полях. Для визначення оптимальних параметрів використовуються дві умови: щоб всі згустки послідовності поміщалися на довжині одного биття і при цьому, щоб всі електрони всіх згустків перебували в фокусуючих кільватерних полях. У разі довгої послідовності згустків скінченної довжини в нерезонансному випадку показано, що фокусуються всі згустки за винятком тільки тих згустків, які знаходяться на фронтах биттів, де вони майже не фокусуються. Була розглянута також довга профільована за лінійним законом послідовність коротких гауссівських згустків, проміжок між якими дорівнює довжині хвилі. Показано, що в цьому випадку всі згустки знаходяться в максимумах фокусуючого поля і при

цьому слабо гальмуються, так як вони розташовані в нульовому гальмуючому полі від попередніх згустків.

Теоретичні дослідження, проведені в дисертаційній роботі, необхідні на практиці для збільшення темпів прискорення та фокусування електронних згустків в прискорювачах, що дозволить значно зменшити не тільки розміри прискорювачів, але і їх вартість, а значить і доступність, можна буде проводити дослідження не тільки у великих дослідних центрах.

Один з розділів дисертаційної роботи присвячений дослідженню підвищення коефіцієнта трансформації в лінійному і нелінійному випадках при збудженні кільватерного поля довгою послідовністю електронних згустків, при профілюванні їх заряду за лінійним законом, як уздовж послідовності так і уздовж згустків. Показано, що коефіцієнт трансформації  $T_E$  може досягати великого значення як для різних довжин згустків  $\Delta\xi_b = \lambda, 2\lambda, \dots$ , так і для різних відстаней між згустками. Важливо для збільшення  $T_E$  отримати однорідне гальмуюче поле вздовж згустків-драйверів, для того щоб усі електрони згустку повністю гальмувалися. З цією метою було використано перед послідовністю згустків передвісник малого заряду і отримано коефіцієнт трансформації на 30÷50% більший від того, який нині є максимально відомим  $2\pi N$ , де  $N$  – кількість згустків. Це майже ідеальний кільватерний прискорювач, так як можна досягти максимального  $T_E$  за умови повного гальмування драйверів в майже однакових полях. Таким чином можливо отримати велике значення  $T_E$ , але вздовж послідовності збільшується радіальна кільватерна сила  $F_r$ , яка може призвести до нестійкості. Було досліджено та з'ясовано, що стаціонарного режиму роботи прискорювача можливо досягти, якщо підібрати певні згустки, котрі прискорюються, та узгодити їх з певними згустками, котрі збуджують кільватерне поле, які будуть чергуватися. Запропонована схема в якій згустки, які прискорюються, чергуються згустками – драйверами (згустки, котрі збуджують кільватерне поле в плазмі) - трапеціями, котрі відновлюють



амплітуду кільватерного поля після кожного щільного згустку, який прискорюється. Перевагами данної схеми є не тільки однорідне гальмування, великий коефіцієнт трансформації  $T_E \approx 2\pi N_{fr}$ , великий струм прискорених згустків, а й однакова для усіх згустків-драйверів фокусуюча сила в нелінійному випадку.

Розглянуто випадок лінійного профілювання зарядів послідовності згустків як уздовж згустків, так і вздовж послідовності зі згустком – передвісником. Показано, що в цьому випадку досягається великий коефіцієнт трансформації. Великий коефіцієнт досягається за рахунок того, що згустки на ділянці послідовності, на якому їх заряд наростає, потрапляють в малі гальмівні поля. Виявлено, що на задній ділянці послідовності, на якій заряд згустків спадає, згустки автоматично потрапляють у великі прискорюючі поля. Показано, що амплітуда кільватерного поля і коефіцієнт трансформації ростуть із зростанням числа згустків, які збуджують кільватерне поле. Розглянуто діапазон варіації параметрів, при яких коефіцієнт трансформації залишається великим.

За допомогою числового моделювання проведені дослідження з метою пояснити результати експериментів, виконаних в Національному науковому центрі «Харківський фізико-технічний інститут» Національної академії наук України по збудженню кільватерного поля довгою послідовністю коротких гаусівських згустків релятивістських електронів і прискоренню електронних згустків з малим зарядом у збудженому полі.

Розглядається проблема резонансного збудження кільватерного поля довгою послідовністю релятивістських електронних згустків. Знайдено причини, які можуть призводити до дефокусування згустків електронів. За допомогою числового моделювання продемонстровано механізми, які призводять до дефокусування електронних згустків при збудженні кільватерного поля в плазмі. Показано що синхронізація частот здійснюється за рахунок самоочищення послідовності згустків при їх дефокусуванні. При

цьому електрони згустків, які знаходяться не в фазі з хвилею, йдуть за радіусом.

Наведено результати числового моделювання зростання амплітуди кільватерного поля при повільному зростанні з часом густини плазми. Показано, що іонізація призводить до корегування резонансу. Також наведено результати числового моделювання для випадку збудження кільватерного поля, коли спочатку густина плазми  $n_{0e}$  більше, ніж резонансна  $n_{0e} > n_{rez}(=\omega_m^2 m_e / 4\pi e^2)$  і густина плазми росте повільно з часом. Проведене моделювання показує на доцільність використання такої системи, оскільки більший час знаходження згустків в гальмуючих фазах поля та більш тривала підтримка резонансу призводить до більшої амплітуди кільватерного поля.

Розглянуто розділення довгого згустку ( $\ell_b \gg \lambda$ ,  $\ell_b$  - довжина згустку,  $\lambda$  - довжина кільватерної хвилі) на послідовність коротких згустків, в залежності від його початкового профілю. Оскільки розглядається релятивістський згусток у плазмі, то модуляція в першу чергу розвивається завдяки радіальній силі  $F_r$ . Саме тому була розглянута осцилююча складова. Швидше за все довгий згусток трансформується в послідовність коротких згустків в разі прямокутного згустку з крутими фронтами.

Один з розділів дисертації присвячений розгляду збудження і властивостей солітону, що рухається з тепловою швидкістю електронів у плазмі поблизу фольги при взаємодії з нею лазерного імпульсу. В роботі наведено процедуру виводу аналітичних виразів, що описують збудження солітону нестационарним електричним полем. Описано властивості солітону в сильно нелінійному випадку. Отримано залежність ширини солітону від його амплітуди при великих її значеннях. Показано, що з ростом амплітуди ширина солітону зростає при великих значеннях амплітуди, як в експериментах, так і при числовому моделюванні.

На ефективність і якість роботи сепаратора частинок по масам можуть істотно вплинути нестійкості. Ці нестійкості збуджуються в інших пристроях

в аналогічних умовах, в схрещених радіальному електричному та поздовжньому магнітному полях. Тому аналітично отримано дисперсійне рівняння, що описує можливий розвиток нестійкості збудження вихрової турбулентності в циліндричній плазмі сепаратора в схрещених радіальному електричному та поздовжньому магнітному полях. Це дисперсійне рівняння отримано з урахуванням скінченної довжини сепаратора, скінченного часу виходу із сепаратора електронів та іонів плазми, скінченного часу перезарядки іонів та скінченного часу оновлення електронів. Аналітично досліджено розвиток нестійкості збудження вихрової турбулентності в циліндричній плазмі зі схрещеною конфігурацією електричного і магнітного полів. Розглядається збудження швидких і повільних вихрових збурень.

Ключові слова: кильватерна хвиля, згусток релятивістських електронів, числове моделювання, однорідне фокусування, вихрова турбулентність, солітон.

## ABSTRACT

Levchuk I.P. Excitation of nonsinusoidal perturbations in nonstationary plasma. – Qualification scientific paper, Manuscript.

Thesis for scientific degree candidate of science in physics and mathematics by speciality 01.04.08 – plasma physics. – V.N. Karazin Kharkiv National University. Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2019.

The thesis deals with the theoretical investigation of the excitation of non-sinusoidal wave perturbations in a nonequilibrium plasmas, the mechanisms of excitation of wakefield in a plasma by the resonant and nonresonant sequences of relativistic electron bunches, and in the case of a continuous beam of relativistic electrons.

It is shown that the focusing of electron bunches under certain conditions may be homogeneous, which can be used for electron beam focusing in colliders,

due to excited transverse wakefield. Therefore, the thesis deals with a wakefield plasma lens, which provides identical and uniform focusing relativistic electron bunches of the sequence in plasma. Conditions of excitation of such non-sinusoidal fields in plasma have been determined by numerical simulation. Also, it has been described analytically the mechanism of focusing relativistic electron bunches by the plasma wakerfield. It has been shown that exactly under certain conditions the sequence of electron bunches is focused in the plasma identically and uniformly, therefore it is important to take into consideration the following parameters: the ratio of the bunch length to the excited wave length in the plasma, the charge of the first bunch, the distance between the bunches, the longitudinal distribution of the density of the bunches.

A wakefield plasma lens was investigated for the case of short relativistic electron bunches  $\Delta\xi_b < \lambda/2$  and it was shown that there are two types of lenses for a sequence of short bunches. The focusing fields for both the sequence of short bunches and for the case of a continuous beam are studied by numerical simulation by code LCODE.

For various experimental parameters, the results of numerical simulation are presented, and the ratio of wakefield focusing to self-focusing is found, depending on the shape of the bunch at the wakefield excitation.

Focusing of the sequence of relativistic electrons bunches by wakefield is studied for both resonant (repetition frequency of bunches is equal to electron plasma frequency) and nonresonant cases. It is shown that focusing in the resonance case is highly nonhomogeneous. And in the case of nonresonant wakefield the plasma lens for a short sequence of identical bunches of relativistic electrons, whose length is less than half of the wavelength, there is a set of optimal parameters in which they are all in the focusing wakefields. To determine the optimal parameters, two conditions are used: so that all the bunches of the sequence are placed on the length of one beating, and thus, so that all electrons of all bunches are in the focusing wakefield. In the case of a long sequence of

bunches of finite length in a nonresonant case, it is shown that all bunches are focused, except for those bunches that are on the fronts of the wakefield beatings where they are almost not focused. A long sequence, shaped according to linear dependence, of short Gaussian bunches, the interval between which is equal to the wavelength, was also considered. It is shown that in this case, all bunches are at the maxima of the focusing field and at the same time are weakly decelerated, since they are located in the zero decelerating field from the previous bunches.

Theoretical studies conducted in the dissertation are necessary in the practical application for the significant increase of accelerating gradient and for focusing of electron bunches in the accelerators, which allow to reduce not only the size of the accelerators, but their cost, as well as availability, it will be possible to perform researches not only in large research centers. One section of the dissertation is devoted to the study of increase of the transformer ratio in linear and nonlinear cases at the wakefield excitation by a long sequence of electron bunches, when their charges are profiled according to the linear dependence along the sequence and along the bunches. It is shown that the transformer ratio  $T_E$  can reach a large value as for different lengths of bunches  $\Delta\xi_b = \lambda, 2\lambda, \dots$ , so for different distances between bunches. For increase it is important to derive homogeneous decelerating field along the driver bunches, so that all electrons of the bunches are completely decelerated. For this purpose it has been used before the sequence of bunches a precursor of a small charge, and the transformer ratio was higher on 30÷50% than the current maximum of  $2\pi N$ , where  $N$  is the number of bunches. It's almost perfect wakefield accelerator since it is possible provide full driver decelerating in almost identical fields in the case of maximum  $T_E$ . So it is possible to get a large value  $T_E$ , but the radial wake force  $F_r$  increases along the sequence, which can leads to instability. It was found that stationary operating regime of the accelerator can be achieved by selection of certain witness-bunches (bunches that are accelerated in plasma) and agreeing them with certain driver-bunches (bunches that excite wakefield) that will alternate each others. A scheme in which

accelerated bunches are alternated by bunches – driver- trapezium, which restore the amplitude of the wakefield after each accelerated dense bunch. The advantages of this scheme are not only a uniform decelerating, a large transformer ratio  $T_E \approx 2\pi N_{fr}$ , a large current of accelerated bunches, but also the identical focusing force for all bunches-drivers in the nonlinear case.

The case of linear profiling of the bunches of the sequence both along the bunches and along the sequence with the bunch-precursor, in which a large transformer ratio is achieved, has been considered.

A large transformer ratio is achieved by the fact that the bunches in the sequence section, in which their charges increase, get into small decelerating fields. It is shown that in the backside of a sequence in which the charges of bunches decrease, bunches automatically get into large accelerating fields. It is shown that the amplitude of the wakefield and the transformer ratio grow with increasing number of bunches that excite the wakefield. The range of variation of parameters under which the transformer ratio of remains large has been considered.

Studies have been performed by numerical simulation to explain the results of experiments performed at the National Science Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology" of the National Academy of Sciences of Ukraine on the excitation wakefield by a long sequence of short Gaussian bunches of relativistic electrons and acceleration of electron bunches with a small charge in an excited field.

The problem of resonant excitation of the wakefield by a long sequence of relativistic electron bunches has been considered. The causes, that can lead to electron bunch defocusing, have been investigated. The mechanisms, which lead to the defocusing of electron bunches at the wakefield excitation in plasma, have been demonstrated by numerical simulation. It has been shown that the frequencies are synchronized due to self-cleaning the sequence of bunches at their defocusing. In this case the electrons of bunches, which are not in phase with the wave, shift along the radius.

The results of numerical simulation of the increase of the wakefield amplitude at slow growth of plasma density over time have been presented. It is shown that ionization leads to correction of resonance. Also presented are the results of numerical simulation for the extinction of the wakefield, when the plasma density is initially larger than the resonant one and the plasma density slowly increases over time. The numerical simulation shows the expediency of using such a system, since more time bunches are in the decelerating phases of the wakefield and longer resonance support leads to a larger wakefield amplitude.

The separation of a long bunch ( $\ell_b \gg \lambda$ ,  $\ell_b$  is the length of bunch,  $\lambda$  is the wavelength) into a sequence of short bunches, depending on its initial profile, has been considered. Since the considered bunch is relativistic, its modulation in a plasma is primarily developed due to radial wake force  $F_r$ . That is why the oscillating component was considered. A long bunch is transformed into a sequence of short bunches faster in the case of a rectangular bunch with rapid fronts.

One section of the dissertation is devoted to the study of the excitation and properties of a soliton moving with the thermal velocity of plasma electrons in the vicinity of the foil at the interaction of the laser pulse with it. The procedure of derivation of analytical expressions, describing excitation of a soliton by a non-stationary electric field, is presented. The properties of a soliton in a strongly nonlinear case have been described. The dependence of the width of a soliton on its amplitude for its large values has been obtained. It is shown that with increasing amplitude, the width of a soliton increases at large amplitude values similar to both in experiments and in numerical simulation.

The instabilities can significantly affect to the efficiency and quality of the particle separator on the masses. These instabilities are excited in other devices under similar conditions in crossed radial electric and longitudinal magnetic fields. Therefore the dispersion relation, describing the possible development of the instability of excitation of vortical turbulence in a cylindrical plasma of separator in crossed radial electric and longitudinal magnetic fields, has been derived. This

dispersion relation has been derived taking into account the finite length of the separator, the finite time of the exit of plasma electrons and ions from the separator, finite time of charge exchange of ions, and finite time of electron renewal. The instability development of excitation of vortical turbulence in a cylindrical plasma with crossed electric and magnetic fields has been investigated analytically. Excitation of fast and slow vortical perturbations has been considered.

Key words: wakefield excitation, bunch of relativistic electrons, numerical simulation, uniform focusing, vortical tubulance, soliton.



**СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ**  
**Наукові праці у наукових фахових виданнях України:**

1. Lotov K.V., Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.** Transformation ratio at interaction of long sequence of electron bunches with plasma // Problems of atomic science and technology. Series: nuclear physics investigations (55). 2011. № 3(73). P. 87-91. (Scopus, Web of Science)  
*(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, інтерпретації результатів, написання статті).*
2. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.**, Yegorov A.M. Excitation and properties of large amplitude soliton near foil at laser pulse interaction with it // Problems of atomic science and technology. Series: nuclear physics investigations (57). 2012. № 1(77). P. 324-327. (Scopus, Web of Science)  
*(Особистий внесок здобувача: участь у вивченні властивостей солітонного горба електричного потенціалу, обговоренні результатів).*
3. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.** Transformation ratio at excitation of nonlinear wakefield in plasma by shaped sequence of electron bunches with linear growth of charge // Problems of atomic science and technology. Series: plasma physics (18). 2012. № 4(80). P. 126-128. (Scopus, Web of Science)  
*(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, інтерпретації результатів, написання статті).*
4. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.** Wakefield excitation in plasma by ramped sequence of ramped electron bunches // Problems of atomic science and technology. Series: nuclear physics investigations (57). 2012. № 6(82). P. 161-163. (Scopus, Web of Science)  
*(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, інтерпретації результатів, написання статті).*
5. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.** Plasma wakefield excitation providing homogeneous focusing of electron bunches // Problems of atomic science and technology. Series: plasma physics (19). 2013. № 1(83). P. 134-136. (Scopus, Web of Science)  
*(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, написання статті).*
6. Lotov K.V., Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.** Mechanisms of synchronization of relativistic electron bunches at wakefield excitation in plasma. Problems of atomic science and technology // Problems of atomic science and technology. Series: plasma electronics and new methods of acceleration (8). 2013. № 4(86) P. 73-76. (Scopus, Web of Science)  
*(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, інтерпретації результатів, написання статті).*
7. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.** Fields excited and providing a uniform focusing of short relativistic electron bunches in plasma // East european journal of physics. 2014. Vol. 1. № 2. P. 92-95.

*(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, написання статті).*

8. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.** Transformation ratio at plasma wakefield excitation by sequence of electron bunches with ramping of its charge according cosine // East european journal of physics. 2014. Vol. 1. № 4. P. 84-87.

*(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, написання статті).*

9. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.** Wakefield excitation in nonlinear plasma by sequence of relativistic electron bunches // Problems of atomic science and technology. Series: plasma physics (20). 2014. № 6(94). P. 101-103. (Scopus, Web of Science)

*(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, інтерпретації результатів, написання статті).*

10. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.**, Yegorov A.M. Yuferov V.B. Suppression of excited vortical turbulence in inhomogeneous plasma incrossedradial electrical and longitudinal magnetic fields // Problems of atomic science and technology. Series: plasma physics (21). 2015. № 1(95). P. 131-133. (Scopus, Web of Science)

*(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі дослідження, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, написання статті).*

11a. **Levchuk I.P.**, Maslov V.I., Onishchenko I.N. Focusing of relativistic electron bunches by nonresonant wakefield excited in plasma // Problems of atomic science and technology. Series: plasma electronics and new methods of acceleration (9). 2015. № 4(98). P. 120-123. (Scopus)

*(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, інтерпретації результатів, написання статті).*

11b. **Levchuk I.P.**, Maslov V.I., Onishchenko I.N., Yegorov A.M., V.B.Yuferov. Suppression of vortical turbulence in plasma in crossed electrical and magnetic fields due to finite lifetime of electrons and ions and due to finite system length // Problems of atomic science and technology. Series: plasma electronics and new methods of acceleration (9). 2015. № 4 (98). P. 274-276. (Scopus)

*(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі дослідження, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, написання статті).*

12. **Levchuk I.P.**, Maslov V.I., Onishchenko I.N. Transformation ratio at wakefield excitation by linearly shaped sequence of short relativistic electron bunches in plasma // Problems of atomic science and technolog. Series: nuclear physics investigation (65). 2015. № 6(100). P. 37-41.

*(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, написання статті).*

***Наукові праці апробаційного характеру (тези доповідей на наукових конференціях) за темою дисертації:***

13а. Лотов К.В., Маслов В.И., Онищенко И.Н., **Яровая И.П.** Коэффициент трансформации при взаимодействии длинной последовательности электронных сгустков с плазмой // IX конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям: Тезисы докладов Харьков. 21-25 февраля 2011. С. 87. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, обговоренні та інтерпретації результатів).*

13б. Азаренков И.Н., Егоров А.М., Маслов В.И., Свистун Е.Н., **Яровая И.П.** Численное моделирование регулярности кильватерного поля при конечном радиусе плазмы // IX конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям: Тезисы докладов Харьков, 21-25 февраля 2011. С. 87-88. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, обговоренні та інтерпретації результатів).*

14. Егоров А.М., Маслов В.И., Онищенко И.Н., **Яровая И.П.** Возбуждение и свойства солитона, двигающегося с тепловой скоростью электронов плазмы, в окрестности фольги при взаимодействии с ней лазерного импульса // XXII Международный семинар по ускорителям заряженных частиц: Тезисы докладов. Алушта, Крым. 22-28 сентября 2011. С. 37. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, обговоренні та інтерпретації результатів).*

15. Лотов К.В., Маслов В.И., Онищенко И.Н., **Яровая И.П.** Коэффициент трансформации при возбуждении нелинейной кильватерной волны в плазме, профилированной последовательностью электронных сгустков с линейно нарастающей интенсивностью // X конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям: Тезисы докладов. Харьков. 27 февраля - 2 марта 2012. С. 87. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач).*

16а. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.** Plasma wakefield excitation, possessing of homogeneous focusing of electron bunches // International conference-school on plasma physics and controlled fusion and the adjoint workshop «Nano-and micro-sized structures in plasmas»: Book of abstracts. Alushta (Crimea). Ukraine. 17-22 September 2012. P. 128. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач).*

16б. Kiselev V.A., Linnik A.F., Maslov V.I., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., **I.P.Yarovaya** . Acceleration and focusing of electron bunches by wakefields in plasma produced in neutral gas by a nonresonant sequence of bunches // International conference-school on plasma physics and controlled fusion

and the adjoint workshop «Nano-and micro-sized structures in plasmas»: Book of abstracts Alushta (Crimea). Ukraine. September 17-22, 2012. P. 140. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, обговоренні та інтерпретації результатів*).

16в. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.** Wakefield excitation in plasma by sequence of shaped electron bunches // International conference-school on plasma physics and controlled fusion and the adjoint workshop «Nano-and micro-sized structures in plasmas»: Book of abstracts Alushta (Crimea). Ukraine. September 17-22, 2012. P. 142. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач*).

17. Маслов В.И., Онищенко И.Н., **Яровая И.П.** Коэффициент трансформации при возбуждении кильватерного поля в плазме последовательностью электронных сгустков с профилированием его заряда по косинусу // XXIII Международный семинар по ускорителям заряженных частиц: Тезисы докладов. Алушта, Крым. 08-14 сентября, 2013. С. 45-46. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, обговоренні та інтерпретації результатів*).

18а. **Ярова І.П.**, Азаренков М.О., Маслов В.І. Вихрова струмова петля у джерелах вакуумного ультрафіолету для нанолітографії // Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу—2013: Тези доповіді в збірнику анотацій. Київ, Україна. 24-25 вересня, 2013. С. 77. (*Особистий внесок здобувача: участь у аналітичному дослідженні, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач*).

18б. Маслов В.І., Онищенко І.М., **Ярова І.П.**, Залежність радіальної динаміки довгого релятивістського згустку частинок, що рухається в плазмі, від поздовжнього розподілу його заряду // Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу—2013: Тези доповіді в збірнику анотацій Київ, Україна. 24-25 вересня 2013. С. 61. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач*).

19. Маслов В.И., Онищенко И.Н., Яровая И.П. Кильватерная плазменная линза, обеспечивающая однородную фокусировку последовательности коротких релятивистских электронных сгустков // 11-я Курчатовская молодежная научная школа: Сборник аннотаций. Москва, Российская Федерация. 12-15 ноября 2013. С. 197. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач*).

20. Маслов В.И., Онищенко И.Н., **Яровая И.П.** Поля в плазме, возбуждаемые короткими релятивистскими электронными сгустками и обеспечивающие однородную их фокусировку // XII Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям: Тезисы докладов Харьков, Украина. 17-21 марта 2014. С. 89. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, інтерпретації результатів, доповідач*).

21a. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.** Wakefield excitation in nonlinear plasma by sequence of relativistic electron bunches // International conference-school on plasma physics and controlled fusion and the adjoint workshop "Nano- and micro-sized structures in plasmas": Book of abstracts. Kharkiv, Ukraine. 15-18 September 2014. P. 98. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач).*

21б. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.**, Yegorov A.M. Yuferov V.B. Suppression of excited vortical turbulence in inhomogeneous plasma in crossed radial electrical and longitudinal magnetic fields // International conference-school on plasma physics and controlled fusion and the adjoint workshop "Nano- and micro-sized structures in plasmas": Book of abstracts. Kharkiv, Ukraine. 15-18 September 2014. P. 107. *(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі дослідження, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач).*

22a. **Левчук И.П.**, Маслов В.И., Онищенко И.Н. Коэффициент трансформации при возбуждении кильватерного поля линейно профилированной последовательностью коротких релятивистских электронных сгустков // XXIV Международный семинар по ускорителям заряженных частиц: Тезисы докладов Харьков. Украина. 21-25 сентября 2015. С. 17-18. *(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі дослідження, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач).*

22б. **Левчук И.П.**, Маслов В.И., Онищенко И.Н. Кильватерная и плазменная фокусировки в зависимости от формы сгустка релятивистских электронов // XXIV Международный семинар по ускорителям заряженных частиц: Тезисы докладов. Харьков, Украина. 21-25 сентября 2015. С. 50-51. *(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі дослідження, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач).*

23a. **Levchuk I.P.**, Maslov V.I., Onishchenko I.N., Yegorov A.M. Yuferov V.B. Plasma vortical turbulence suppression in crossed electrical and magnetic fields due to finite lifetime of electrons and ions and due to finite system length // Nineteenth international summer school on vacuum, electron and ion technologies: Book of abstracts. Sozopol, Bulgaria. 21-25 September 2015. P. 76. *(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі дослідження, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач).*

23б. **Levchuk I.P.**, Maslov V.I., Onishchenko I.N. Providing homogeneous and identical focusing of train of short relativistic electron bunches by wakefield plasma lens // Nineteenth international summer school on vacuum, electron and ion technologies: Book of abstracts. Sozopol, Bulgaria. 21-25 September 2015. P. 77. *(Особистий внесок здобувача: участь у*

*формулюванні задачі дослідження, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач).*

24. **Levchuk I.P.**, Maslov V.I., Onishchenko I.N. Homogeneous Focusing of Train of Short Relativistic Electron Bunches by Plasma Wakefield // The 7th International particle accelerator conference (IPAC'16): Abstract brochure, Student poster session. Busan, Korea. 8-13 May, 2016. P.8-9. *(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі дослідження, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач).*

25a. **Levchuk I.P.**, Maslov V.I., Onishchenko I.N. Homogeneous focusing of train of short relativistic electron bunches by plasma wakefield // Proc. of IPAC2016. Busan, Korea. 8-13 May 2016. P. 2599-2601. *(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі дослідження, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач).*

25b. **Levchuk I.P.**, Maslov V.I., Onishchenko I.N. Self-focusing and wakefield-focusing of relativistic electron bunches in plasma// Proc. of IPAC2016. Busan, Korea. 8-13 May 2016. P. 2602-2604. *(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі дослідження, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач).*

## ЗМІСТ

ВСТУП .....	22
РОЗДІЛ 1. ЗБУДЖЕННЯ НЕСИНУСОЇДАЛЬНИХ ХВИЛЬОВИХ ЗБУРЕНЬ У НЕРІВНОВАЖНІЙ ПЛАЗМІ .....	32
1.1. Роль колективних методів прискорення в фізиці плазми.....	32
1.2. Програма LCODE, за допомогою якої проводили числове моделювання.....	42
Висновки до розділу 1 .....	44
РОЗДІЛ 2. КІЛЬВАТЕРНА ПЛАЗМОВА ЛІНЗА ЯКА ЗАБЕЗПЕЧУЄ ОДНОРІДНЕ ФОКУСУВАННЯ ПОСЛІДОВНОСТІ ЗГУСТКІВ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК.....	46
2.1. Числове моделювання збудження кільватерного поля в плазмі, що забезпечує однорідне фокусування електронних згустків збуджуванім полем.....	47
2.2. Дві кільватерні плазмові лінзи (два набори параметрів) для коротких згустків $\Delta x_b < \lambda/2$ релятивістських електронів.....	63
2.3. Кільватерне і плазмове фокусування в залежності від форми згустку релятивістських електронів.....	70
2.4. Фокусування релятивістських електронних згустків нерезонансним кільватерним полем, яке збуджується у плазмі.....	79
Висновки до розділу 2.....	88
РОЗДІЛ 3. КОЕФІЦІЄНТ ТРАНСФОРМАЦІЇ ПРИ ЗБУДЖЕННІ КІЛЬВАТЕРНОГО ПОЛЯ ДОВГОЇ ПОСЛІДОВНІСТЮ ЕЛЕКТРОННИХ ЗГУСТКІВ У ПЛАЗМІ.....	90

3.1. Коефіцієнт трансформації при збудженні нелінійної кільватерної хвилі в плазмі профільованою послідовністю електронних згустків з лінійно наростаючою густиною заряду.....	90
3.2. Коефіцієнт трансформації при взаємодії довгої послідовності електронних згустків з плазмою.....	104
3.3. Коефіцієнт трансформації при збудженні кільватерного поля лінійно профільованою послідовністю коротких релятивістських електронних згустків у плазмі.....	114
Висновки до розділу 3.....	125
РОЗДІЛ 4. РЕЗОНАНСНЕ ЗБУДЖЕННЯ КІЛЬВАТЕРНОГО ПОЛЯ В ПЛАЗМІ ДОВГОЮ НЕРЕЗОНАНСНА ПОСЛІДОВНІСТЮ КОРОТКИХ ЗГУСТКІВ РЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЕЛЕКТРОНІВ.....	126
4.1. Механізми дефокусування електронних згустків при збудженні ними кільватерного поля в плазмі.....	126
4.2. Підстроювання резонансу за рахунок нестационарності густини плазми.....	133
4.3. Залежність пучково-плазмової нестійкості від форми фронту пучка.....	139
Висновки до розділу 4.....	143
РОЗДІЛ 5. ВЛАСТИВОСТІ І ЗБУДЖЕННЯ СОЛІТОННИХ І ВИХРОВИХ ЗБУРЕНЬ В НЕРІВНОВАЖНІЙ ПЛАЗМІ.....	144
5.1. Збудження і властивості солітону, що рухається з тепловою швидкістю електронів плазми поблизу фольги при взаємодії з нею лазерного імпульсу.....	144
5.2. Виведення рівняння вихрового руху електронів в схрещених електричному і магнітному полях.....	152



5.3. Пригнічення збуджуваної вихрової турбулентності в неоднорідній плазмі в схрещених радіальному електричному и поздовжньому магнітному полях.....	154
5.4. Пригнічення вихрової турбулентності в плазмі сепаратора в схрещених електричному і магнітному полях за рахунок скінченної довжини системи і за рахунок скінченного часу оновлення електронів та іонів.....	164
Висновки до розділу 5.....	169
ВИСНОВКИ.....	170
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	179
ДОДАТОК. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЇ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ.....	198

## ВСТУП

**Обґрунтування вибору теми дослідження.** Дисертаційна робота присвячена проблемам, пов'язаним зі збудженням несинусоїдальних хвильових збурень в плазмі, зокрема, несинусоїдального кільватерного поля в плазмі та з його використанням для фокусування та прискорення згустків релятивістських електронів. Дотепер збудження що задовольняють сучасним вимогам фокуруючих кільватерних полів у плазмі та інтенсивне однорідне фокусування релятивістських згустків електронів кільватерними полями в плазмі, недостатньо вивчені. Тим більше, що плазма в експерименті сильно неоднорідна і нестационарна. Тому в багатьох умовах збудження кільватерних полів у плазмі та фокусування згустків релятивістських електронів доводиться здійснювати в нерезонансних умовах. Тому необхідні аналітичні дослідження і комп'ютерне моделювання однорідного фокусування згустків релятивістських електронів кільватерними полями, збуджуваними в плазмі, по збудженню кільватерних полів у плазмі і по фокусуванню згустків релятивістських електронів в нерезонансних умовах.

Оскільки для прискорення необхідне велике кільватерних поле, то його доводиться збуджувати послідовністю згустків. Тому необхідні теоретичні дослідження збудження кільватерного поля в плазмі послідовністю згустків в нелінійному режимі. Також необхідне дослідження умов за яких реалізується однорідне фокусування послідовності згустків релятивістських електронів.

Коефіцієнт трансформації - важлива в кільватерних методах прискорення заряджених частинок величина. Він характеризує, до якої енергії можуть бути прискорені електрони послідовністю електронних згустків з даною енергією. Розглядається коефіцієнт трансформації, який визначається як відношення  $TE = E_2/E_1$  кільватерного поля  $E_2$ , яке збуджується в плазмі послідовністю електронних згустків, до поля  $E_1$ , в якому електронний згусток гальмується. Оскільки теорема Вільсона

стверджує, що в звичайних умовах коли згустки рухаються один за одним  $TE \leq 2$ , то необхідний пошук умов підвищення коефіцієнта трансформації.

У сепараторі радіоактивних відходів реалізується схрещена конфігурація радіального електричного і подовжнього магнітного полів. Відомо, що в схрещених радіальному електричному та подовжньому магнітному полях збуджується вихрова турбулентність, яка погіршує сепараційні властивості установки. Необхідні теоретичні дослідження умов придушення вихровий турбулентності в сепараторі радіоактивних відходів.

В експериментах по взаємодії лазерного імпульсу з фольгою за певних умов спостерігається формування поблизу фольги солітонного збурювання великої амплітуди. Необхідні теоретичні дослідження властивостей цього солітонного збурення великої амплітуди та механізму його збудження.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.** Дослідження, що увійшли до дисертаційної роботи, були проведені в рамках планових держбюджетних науково-дослідних робіт, які виконувались та виконуються в Харківському національному університеті імні В.Н. Каразіна МОН України і в Інституті плазмової електроніки та нових методів прискорення Національного наукового центру «Харківський фізико-технічний інститут»:

«Дослідження розділення іонів в плазмі, що обертається в схрещених електричному і магнітному полях, дослідження процесів модифікації матеріалів при дії імпульсного акустичного випромінювання і потужних потоків частинок» (номер державної реєстрації 0111U009561),

«Експериментальні та теоретичні дослідження процесів взаємодії потоків частинок з речовиною» (номер державної реєстрації 0111U007953),

«Інженерно-фізичні розробки вакуумно-плазмового технологічного комплексу та приладу експресних вимірів складу речовини» (номер державної реєстрації 0115U000495),

«Фізичні засади створення та використання сучасних матеріалів у плазмово-технологічних процесах» (номер державної реєстрації 0115U000471),

«Індуктовані електрослабкими взаємодіями рідкісні процеси і розпади та структурні ефекти в сильних і електромагнітних взаємодіях» (номер державної реєстрації 0118U002031).

Рівень участі автора дисертації в роботах – виконавець.

**Мета й задачі дослідження.** Актуальністю теми обумовлені наступні цілі дисертаційної роботи:

- 1) Визначення умов збудження кільватерних полів у плазмі, що забезпечують однорідне фокусування послідовності згустків релятивістських електронів.
- 2) Пошук умов збільшення коефіцієнта трансформації.
- 3) Визначення властивостей солітонного збурення великої амплітуди і механізму його збудження поблизу фольги при взаємодії з нею лазерного імпульсу.
- 4) Визначення умов пригнічення вихровий турбулентності в сепараторі радіоактивних відходів.

**Для досягнення мети дослідження необхідно провести наступні дослідження:**

- провести теоретичний аналіз збудження кільватерних полів у плазмі за допомогою різних послідовностей згустків заряджених частинок;
- дослідити можливі способи підвищення коефіцієнта трансформації з метою збільшення темпу прискорення;
- визначити умови реалізації однорідного фокусування для послідовності релятивістських електронних згустків і для випадку суцільного пучка;
- провести аналіз за допомогою числового моделювання і знайти співвідношення кільватерного фокусування до самофокусування в залежності від форми згустку при збудженні кільватерного поля;

- виконати аналітичне дослідження збудження нестационарним електричним полем солітону;
- теоретично дослідити властивості і збудження вихрових збурень, збуджуваних в циліндричній радіально неоднорідній плазмі в схрещених радіальному електричному та поздовжньому магнітному полях;
- отримати дисперсійне рівняння, що дозволяє визначити діапазон параметрів експериментальної установки, для яких вихрова турбулентність пригнічується;
- отримати нелінійні інкременти збудження нелінійних вихрових збурень, котрі збуджуються в циліндричній радіально неоднорідній плазмі в схрещених радіальному електричному і поздовжньому магнітному полях;
- описати просторові структури швидких та повільних вихрів;
- врахувати вплив скінченних розмірів системи і скінченного часу за котрий електрони та іони залишають плазму сепаратора, скінченного часу перезарядки іонів і скінченного часу поновлення електронів на процеси збудження (пригнічення) вихрової турбулентності в схрещених електричному та магнітному полях.

**Об'єкт дослідження** — кильватерні поля у плазмі, збуджені резонансними і нерезонансними послідовностями релятивістських електронних згустків; процеси збудження вихрових збурень в циліндричній радіально неоднорідній плазмі в схрещених радіальному електричному та поздовжньому магнітному полях; збудження солітонного горба електричного потенціалу великої амплітуди, що рухається з тепловою швидкістю електронів плазми поблизу фольги при взаємодії з нею лазерного імпульсу.

**Предмет дослідження** — фізичні процеси збудження інтенсивних однорідно фокусуючих хвиль густини заряду згустками і послідовностями згустків заряджених частинок у плазмі, а також механізми синхронізації частот при резонансному збудженні кильватерного поля нерезонансною послідовністю згустків релятивістських електронів, умови пригнічення вихрової турбулентності в сепараторі радіоактивних відходів, властивості і

механізм збудження солітонного збурення поблизу фольги при взаємодії з нею лазерного імпульсу.

**Методи дослідження.** Для вирішення поставлених завдань використовувалося числове моделювання, яке проводилося в рамках гідродинамічної і кінетичної моделей опису плазми, а також методи математичної фізики.

**Наукова новизна роботи** полягає в тому, що в ній вперше:

Вперше за допомогою числового моделювання та аналітично показано, що для однакового й однорідного фокусування послідовності довгих релятивістських електронних згустків в кільватерній плазмовій лінзі необхідно, щоб довжина кожного згустку була кратна половині довжини кільватерної хвилі  $\xi_b = q(\lambda/2)$ ,  $q = 1, 2, \dots$ , а заряд 1-го згустку був в два рази менше зарядів всіх інших згустків. Проміжок між згустками повинен бути кратним довжині хвилі  $\delta\xi = p\lambda$ ,  $p = 1, 2, \dots$ . Аналітично показано, що тільки 1-й згусток знаходиться в кінцевому поздовжньому кільватерному полі  $E_z \neq 0$ . Інші згустки знаходяться в нульовому поздовжньому кільватерному полі  $E_z = 0$ . Отже, 1-й згусток обмінюється енергією з кільватерним полем. Наступні згустки не обмінюються енергією з кільватерним полем. Радіальна кільватера сила  $F_r$  в областях розташування згустків приблизно постійна уздовж згустків.

Вперше аналітично і за допомогою числового моделювання показано, що всі короткі згустки  $\Delta\xi_b < \lambda/2$  послідовності можуть фокусуватися однаково і однорідно. Вперше аналітично і числовим моделюванням отримані два типи лінз для коротких згустків, що забезпечують таке фокусування.

Вперше за допомогою числового моделювання показано, що вздовж усього дуже довгого однорідного пучка фокусуюче поле однакоє (однорідне), якщо його передній фронт являє собою сходинок половинної

густини заряду довжиною в половину довжини хвилі. Фокусуюче поле досягає свого максимального значення на короткому просторовому інтервалі, що збігається з переднім фронтом пучка.

Вперше проведено аналіз за допомогою числового моделювання і знайдена залежність співвідношень кільватерного фокусування до самофокусування в залежності від форми згустку при збудженні ім кільватерного поля. Показано, що однорідне фокусування довгого згустку  $\Delta\xi_b \gg \lambda$  з передвісником визначається тільки самофокусуванням.

За допомогою числового моделювання при збудженні кільватерного поля довгою послідовністю коротких гаусівських згустків релятивістських електронів показано, що коефіцієнт трансформації, як відношення прискорюючого поля до гальмуючого поля, росте з ростом числа згустків послідовності при відстані між згустками, рівній сумі довжини збуджуваної хвилі і ширини згустку на напіввисоті і при розташуванні згустків через півтори довжини хвилі.

Показано, що в нерезонансному випадку для кожної різниці частот  $\omega_{pe} - \omega_m$  існують такі довжини згустків, коли всі електрони всіх згустків опиняються в полях, що фокусують за винятком тих, які знаходяться на фронтах биття.

За допомогою числового моделювання при збудженні кільватерного поля довгою послідовністю коротких гаусівських згустків релятивістських електронів показано, що коефіцієнт трансформації, як відношення поля в якому згусток прискорюється до поля в якому відбувається гальмування, зростає з ростом числа згустків послідовності при відстані між згустками, котра дорівнює сумі довжини збуджуваної хвилі і ширини згустку на піввисоті та при розташуванні згустків через півтори довжини хвилі.

Вперше описано збудження нестационарним полем солітону, який рухається з тепловою швидкістю електронів плазми поблизу фольги при взаємодії з нею лазерного імпульсу.

Аналітично вперше отримано дисперсійне рівняння, що описує можливий розвиток нестійкості збудження вихрової турбулентності в циліндричній плазмі сепаратора в схрещених радіальному електричному та поздовжньому магнітному полях з урахуванням скінченної довжини сепаратора, скінченного часу залишання системи електронами та іонами плазми, скінченного часу перезарядки іонів та скінченного часу оновлення електронів.

### **Практичне значення отриманих результатів.**

Теоретичні дослідження, проведені в роботі, необхідні на практиці для збільшення темпів прискорення електричних полів в прискорювачах частинок, що дозволить значно зменшити не тільки розміри установок, але і їх вартість, а значить і доступність, отже можна буде проводити дослідження не тільки у великих дослідних центрах.

В роботі показано, що інтенсивність фокусування згустків може бути значно збільшена, що може бути використано при фокусуванні пучків в коллайдерах, за рахунок використання збуджуваних поперечних кільватерних полів.

За допомогою числового моделювання проведено дослідження з метою пояснити результати експериментів, виконаних в Національному науковому центрі «Харківський фізико-технічний інститут» Національної академії наук України за збудженням кільватерного поля довгою послідовністю коротких гаусівських згустків релятивістських електронів і прискорення електронних згустків з малим зарядом в збудженому полі.

Отримані результати можуть бути застосовані в науково-дослідних центрах: в ННЦ «ХФТІ» НАН України, в Лабораторії лінійних прискорювачів Університету Парижа (Орсе, Франція), в Національній лабораторії Фраскаті (Рим, Італія) і ін., в яких проводяться експерименти по кільватерному прискоренню.

На ефективність роботи мас-сепаратора впливають нестійкості, які збуджуються в схрещених радіальному електричному і поздовжньому



магнітному полях. В роботі показано, що кінцева довжина сепаратора, скінченний час виходу електронів та іонів з плазми сепаратора, скінченний час перезарядки іонів і скінченний час поновлення електронів призводить до появи порога нестійкості і зменшення інкремента розвитку нестійкості збудження вихрової турбулентності в циліндричній плазмі сепаратора відпрацьованого ядерного палева в схрещених радіальному електричному і поздовжньому магнітному полях.

**Особистий внесок здобувача.** В отриманні результатів наукових робіт, опублікованих за темою дисертації і котрі виносяться на захист, аспірант (здобувач) брала безпосередню участь. Особистий внесок здобувача в роботах, опублікованих у співавторстві, полягає в наступному.

У роботах [1, 2, 3, 4, 5] – визначення проблеми і постановка необхідних для її вирішення завдань, аналіз літературних джерел, проведення числового моделювання, аналіз результатів, підготовка до публікацій матеріалів проведених досліджень.

У роботах [6, 7, 8, 9, 10] – обговорення програми досліджень, аналіз літературних джерел, проведення числового моделювання, підготовка до публікацій матеріалів проведених досліджень.

У роботах [11, 12, 13, 11] – постановка проблеми та визначення необхідних для її вирішення завдань, аналіз літературних джерел, проведення аналітичного обчислення, підготовка до публікацій матеріалів проведених досліджень.

**Апробація результатів дисертації.** Матеріали дисертації доповідалися й обговорювалися на наступних семінарах, школах і конференціях:

- The 3<sup>rd</sup> Int. Conf. “Quantum Electrodynamics and Statistical Physics” (QEDSP2011). 29 Aug — 02 Sept, 2011. Kharkov, Ukraine;
- XXII International Workshop on Charged Particle Accelerators (IWCPA2011) (Sept. 22-28, 2011. Ukraine, Alushta, the Crimea);

- X Conf. Phys. of High Energy, Nuclear Physics and Accelerators. (27 Feb 2 March 2012);
- Int. Conf. & School on Plasma Phys. & Contr. Fus. Alushta, Ukraine, Sept. 17-22, 2012;
- The 2<sup>nd</sup> International Students Scientific Conference «Academic and scientific challenges of diverse fields of knowledge in the 21<sup>st</sup> century» (Ukraine, Kharkov, Karazin Kharkov National University, 2013);
- XII Международный семинар «Плазменная электроника и новые методы ускорения» (Украина, Харьков, август 2013);
- Int. Workshop on Charge Particle Accelerators (IWCPA 2013). Alushta, Ukraine. Sept 8-14, 2013;
- Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу (Київ, 2013);
- 11-я Курчатовская молодежная научная школа, (Российская федерация, 2013);
- International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop "Nano- and micro-sized structures in plasmas" (Kharkiv, Ukraine, September 15-18, 2014);
- XII Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, (Харьков, Украина, Март 17 – 21, 2014);
- XIII International Conference “Plasma electronics and new methods of acceleration”, Kharkov, Ukraine, August 24-28, 2015;
- XXIV International Workshop on Charged Particle Accelerators (IWCPA 2015), (Kharkiv, Ukraine, September 21-25, 2015);
- Nineteenth international summer school on vacuum, electron and ion technologies, (Sozopol, Bulgaria, September 21-25, 2015);
- International Young Scientists Forum on Applied Physics, Dnipropetrovsk, Ukraine, September 29 – October 2, 2015;

- French-Ukrainian workshop on instrumentation developments for high energy physics. LAL.Paris Sud University.Orsay. France. Oct 15-16, 2015.
- International Young Scientists Forum on Applied Physics, Dnipropetrovsk, Ukraine, September 29 – October 2, (2015).
- IPAC'16, the Seventh International Particle Accelerator Conference, Busan, Korea, May 8 – 13, (2016).

**Публікації.** За темою дисертаційної роботи опубліковано 12 статей в спеціалізованих фахових наукових виданнях України [1-12], що задовольняють вимогам ДАК МОН України до публікацій, на яких ґрунтується дисертаційна робота, 9 з яких входять до всесвітньої бази Scopus та 8 з яких входять до всесвітньої бази Web of Science; 13 робіт в збірниках наукових праць, в матеріалах та тезах доповідей на наукових конференціях, 10 з яких доповідались особисто.

**Структура та обсяг дисертації.** Дисертаційна робота складається зі вступу, п'яти розділів, висновків, списку використаних джерел. Загальний обсяг дисертації складає 203 сторінки, з яких основний текст – 161 сторінка, робота містить 144 рисунка. Список використаних літературних джерел налічує 164 найменування на 19 сторінках.

## РОЗДІЛ 1

### ЗБУДЖЕННЯ НЕСИНУСОЇДАЛЬНИХ ХВИЛЬОВИХ ЗБУРЕНЬ У НЕРІВНОВАЖНІЙ ПЛАЗМІ

Через шість десятиків років після перших предметних публікацій, можна стверджувати, що інтерес до теми колективних методів прискорення до сих пір не зменшується. У назві статей часто видно усі можливі синоніми об'єкта дослідження. В даному випадку це синоніми понять «пучок» і «згусток», «кільватерна хвиля» і «прискорююча хвиля» або «збуджена електромагнітна хвиля» (або «імпульс»). Всі ці синоніми зустрічаються в заголовках великої кількості статей з однаковою початковою постановкою задачі.

У дисертаційній роботі описані явища, які відбуваються, коли релятивістський електронний згусток взаємодіє з плазмою. У фізичному описі даної плазми важливими є колективні ефекти, які переважають над локальною взаємодією заряджених частинок. Дана робота присвячена вивченню несинусоїдальних хвильових полів, котрі збуджуються в нерівноважній плазмі під впливом релятивістських електронних згустків.

#### 1.1. Роль колективних методів прискорення в фізиці плазми

Колективні ефекти відіграють важливу роль у фізиці плазми, оскільки сила, яку випробовує кожна частка за рахунок електромагнітних полів, що створюються усіма зарядами в системі плюс зовнішні поля, сильніше сил (переважає над), прикладених найближчими сусідніми частинками. Теорія колективних електромагнітних властивостей однорідної плазми лежить в основі всієї електродинаміки плазми. В [14] добре вивчена взаємодія потоків заряджених частинок з плазмою. У 1956 р на симпозіумі Європейського центру ядерних досліджень (CERN, Женева) по прискорювачах на великі енергії і фізики мезонів було повідомлено ряд робіт фізиками Я.Б. Файнбергом, В.І. Векслером і Г.І. Будкером. В них були висловлені фізичні принципи та ідеї щодо застосування колективних методів

прискорення в плазмі: використовувати створені в плазмі хвилі для прискорення заряджених частинок [15, 16]. Прискорювати і фокусувати іони за рахунок великих власних полів в зарядженій або квазінейтральній плазмі.

Справа в тому, що на той момент у всіх існуючих прискорювачах заряджених частинок електричне поле, яке прискорює частинки, створювалося зовнішнім джерелом. Саме Г.І. Будкер, В.І. Векслер і Я.Б. Файнберг висунули ряд ідей, які й лягли в основу колективних методів прискорення. На цій конференції була також повідомлена робота Г.І. Будкера, в якій йдеться про можливість створення полів, які у багато разів більше, ніж в звичайних прискорювачах і при цьому володіють фокусуванням. Для створення таких полів запропоновано використовувати з певними властивостями інтенсивний пучок релятивістських електронів, заряд якого повністю або частково компенсований іонами, а основні труднощі полягали в великих величинах струму пучка релятивістських електронів (порядку 20 кА) [17]. В.І. Векслер запропонував новий «когерентний» метод прискорення частинок. В такому методі величина прискорюючого поля, яка діє на кожен окрему частинку, пропорційна числу згустків [16, 18]. Труднощі були в створенні компактних згустків з  $10^{11}$ - $10^{13}$  числом частинок. У своїй роботі Я.Б. Файнберг присвятив свою доповідь новим модифікаціям лінійних прискорювачів (ЛП), де запропонував використовувати в якості прискорюючих систем в ЛП плазмових хвилеводів і пучків заряджених частинок. Також ним було запропоновано метод змінно-фазового фокусування в ЛП, що дозволяло досягти одночасної радіальної і фазової стабільності [15, 19]. Таким чином, для прискорення заряджених частинок запропоновано використовувати поздовжні кільватерні хвилі, які збуджуються при проходженні в плазмі згустків електронів.

На цю пропозицію пізніше в [20, 21] було звернуто загальну увагу в новому терміні «кільватерного поля», яке пропонувалося збуджувати в плазмі коротким електронним згустком або коротким лазерним імпульсом. Прискорення за допомогою кільватерного поля насправді є прискорення, яке

раніше формулювалося в понятті прискорення «колективними полями», збуджуваними в плазмі [22]. Прискорення полями, котрі збуджуються в плазмі, має перевагу в порівнянні з використовуваними й досі тим, що досяжні поля в плазмі набагато більше, а значить і темп прискорення також набагато більший. Дійсно, як відомо, в плазмі з густиною  $n_0=10^{18}\text{см}^{-3}$  поле яке прискорює може досягати  $E_{ac}=100\text{ГВ/м}$ . Це на три порядки більше максимального досяжного зараз поля  $100\text{ МВ/м}$  при використанні металевих структур. А насправді, в реальних металевих структурах, які використовуються зараз поля ще менше.

Інтерес до збудження електромагнітних хвиль у плазмі пучками релятивістських частинок особливо зріс після експериментального підтвердження можливості прискорення заряджених частинок кільватерними полями, котрі збуджувались згустками релятивістських електронів у плазмі, в 1988р. в Аргонської національної лабораторії (Argonne National Laboratory, ANL). В експерименті два коротких згустка: інтенсивний  $21\text{ MeV}$  ( $2,1\text{ нКл}$ ), згусток електронів ( драйвер) від лінійного прискорювача проходячи стовп плазми довжиною  $33\text{ см}$  з густиною електронів  $n_e=2,3\times 10^{13}\text{ см}^{-3}$ , збуджував поздовжню кільватерну хвилю. Наступний згусток-вітнес з енергією  $15\text{ MeV}$  рухався з різним часом затримки, від якого залежало періодичне прискорення або сповільнення пучка. При цих параметрах отримали максимальний градієнт прискорення  $1,6\text{ МэВ/м}$  [23]. Звичайно цьому експерименту передували ряд теоретичних робіт і числове моделювання, в яких говорилося про можливість досягнення зверх великих прискорюючих градієнтів у плазмі, які можна було б використовувати для фізики високих енергій [20, 24]. Ідея використовувати прискорюючі поля високої напруженості, які утворюються (збуджуються) у плазмі після проходження пучка (згустка) або електромагнітного випромінювання випередила технічні можливості на той час існуючих джерел. Як виявилось, для цього підходять добре лазери з потужністю  $10^{18}\text{ Вт/см}^2$  [20]. Був досягнутий величезний прогрес в розумінні

методу прискорення на хвилях биття лазера. Весь цей час якість лазерних технологій поліпшувалися і тепер можна отримувати ультракороткі лазерні імпульси (фемтосекундні) з великою (релятивістською) інтенсивністю [25]. Збудження кільватерного поля в плазмі коротким згустком електронів в режимі надвипромінення також спостерігалось в сичловому моделюванні [26]. По всьому світу розвивалися ультраінтенсивні лазери, які знаходять своє широке застосування в лабораторіях, енергія імпульсу ставала все вище, а ширина імпульсу коротше. На теперішній час по всьому світу встановлено кілька петаваттних систем [27]. В [28] вперше вивчили в одно частковому наближенні, а пізніше в [21] з урахуванням всіх електромагнітних ефектів ідею про те, що лазер можна замінити електронними згустками великої енергії і при цьому домогтися великих прискорюючих полів. Ідея була в тому, щоб ввести в холодну плазму послідовність згрупованих електронів високої енергії. Електрони згустків послідовності втрачають свою енергію в плазмі, при цьому збуджуючи кільватерну хвилю. Наступні згустки послідовності при попаданні в відповідну фазу цієї кільватерної хвилі можуть прискоритися до більш високих енергій поздовжнім електричним полем хвилі. В [29, 30] показано, що ці дві схеми хороші для прискорення частинок до високих енергій. Але прискорення за допомогою кільватерних хвиль в плазмі більш ефективно і вимагає меншої енергії пучків (згустків) в порівнянні з прискоренням на хвилях биття лазера. Більш того показано, що "fundamental theorem of beam loading" (або ж теорема Вільсона) може бути застосована і для кільватерного плазмового прискорення [31]. В ній йдеться про те, що загальний приріст енергії на частині згустку, яка прискорюється, не більш, ніж в два рази перевищує початкову енергію частинок згустку, які гальмуються. За допомогою числового моделювання, яке добре узгоджувалося з теорією, було встановлено, що для гальмуючого згустку-драйвера з симетричним розподілом заряду максимальне збільшення енергії (максимальний коефіцієнт збільшення енергії) для згустку, який прискорюється, не може перевищувати 2. Пізніше з'ясувалося, що цю межу

можна подолати, використовуючи асиметричний розподіл зарядів, тобто пучки з постійно наростаючою густиною. Таким чином, можна досягти великих прискорюючих полів на великих відстанях у плазмовому кільватерному прискорювачі [32, 33]. Зацікавленість і велика кількість експериментів по всьому світі, інтенсивний розвиток лазерних технологій сприяло формуванню нової науки і техніки в області високих полів, в області кільватерних методів прискорення LWFA (Laser Wakefield Acceleration). В середині 1990-х років були досягнуті градієнти прискорення понад 100 ГВ/м та енергії електронів понад 100 MeV [34]. Але пучки мали більшість електронів з низькою енергією і лише кілька високоенергетичних частинок у хвості розподілу. Вже в 2000-х роках, декілька незалежних груп домоглися отримання високоякісних електронних пучків із зарядом близько 100 Кл при середній енергії приблизно 100 MeV, низькій розбіжності та енергетичному розповсюдженні лише на кілька відсотків [35, 36]. На даний момент є лазерні системи, потужність випромінювання яких порядку 100 ТВт і тривалість імпульсів в діапазоні фемтосекунд, які знаходяться по всьому світі: в Китайській Народній Республіці [37, 38], у Франції, в Республіці Корея [39], в Великобританії, в США [40], в Румунії [41], в Росії [42], а так же в багатьох інших країнах.

В рамках програми Horizon 2020 EuPRAXIA Design Study (European Plasma Research Accelerator with eXcellence In Applications) [43] в 2019 році буде запропонована перша європейська дослідницька інфраструктура, покликана продемонструвати застосування плазмового прискорення для генерації високо яскравих пучків з енергією від 1 до 5 GeV. Для цих цілей буде використаний прискорювач EuPRAXIA @ SPARC LAB [44]. В [45] йдеться про майбутнє застосуванні двох удосконалених схем прискорення, а саме досягнення високого темпу прискорення (1 GeV X-band Linac), забезпечуючи при плазмовому прискоренні прискорюючого поля порядку GeV/м.



Передбачена ЛСЕ схема для створення рентгенівського випромінювання в діапазоні 3-10 нм. Передбачається також 500-ТВт лазерна система для експериментів з виробництва електронів та іонів, а також по зворотному комптонівському розсіянню.

Ця наука привела до розвитку ряду науково-дослідних центрів створених по всьому світі. З'ясування основ природи при високих енергіях відбувається за допомогою прискорювачів заряджених частинок. Більшість з прискорювачів це коллайдери (прискорювачі на зустрічних пучках), проекти яких розробляються і діють для TeV-их енергій [46, 47]. Великий адронний коллайдер LHC [48, 49] на зустрічних протонних пучках TeV-их енергій створений в ЦЕРНі для вирішення поставлених проблем у фізиці елементарних частинок, зокрема, для дослідження бозона Хіггса [50, 51].

Прискорювачі заряджених частинок також використовуються у фізиці високих енергій, атомної фізикою, фізиці твердого тіла, фізиці прискорення іонів, генерації рентгенівських променів і фізики астрофізичних процесів ультрависоких енергій космічного випромінювання [52]. Зокрема, іонні пучки, одержувані за допомогою прискорювачів, використовуються для лікування раку [53]. Лазерні прискорювачі компактні, і системи транспортування швидких іонів від прискорювача спрощені, якщо порівнювати з синхротронами і циклотронами, які застосовуються в центрах променевої терапії [54]. За допомогою прискорювачів електронів генерується синхротронне випромінювання, яке використовується в промисловості (в дефектоскопії для забезпечення контролю якості великогабаритних виробів, для обробки харчових продуктів), в медицині (променева терапія), хімії (стерилізація медичних виробів), біології [55], за допомогою синхротронного випромінювання можна досліджувати структуру ДНК.

Більш того кільватерні методи прискорення знайшли широке прикладне застосування: лазерна терапія, рентгенівські (гамма) лазери на вільних електронах, виробництво радіоізотопів, лазерно-плазмові прискорювачі. Питання про створення Всесвіту все ще залишається

відкритим. За допомогою прискорювачів, які забезпечують проникати в речовину немов мікроскоп, вчені можуть розглянути структуру частинок. Від довжини хвилі залежить роздільна здатність «мікроскопа», тому збільшують енергію частинок. Традиційні прискорювачі мають величезні розміри для забезпечення досягнення частинками великої енергії (близько MeV на метр пройденого шляху). Наприклад, лінійний електрон-позитронний колайдер (SLC) у Стенфорді (SLAC, Stanford Linear Acceleration Center), який доводить енергію електронів до 50 GeV, має протяжність 3,20 км [56]. Багато великих наукових центрів по всьому світі ведуть роботи зі створення електрон-позитронних колайдерів: CERN і DESY в Європі, Argonne, Fermilab, JLab, і SLAC в США, і KEK в Японії. Однак необхідність збільшення енергії заряджених частинок призводить до того, що прискорювачі на таких установках, як великий адронний колайдер (LHC), компактний електрон-позитронний лінійний колайдер з енергією електронів і позитронів до 3 TeV (CLIC) [57], на якому реалізується двухпучкова схема прискорення, міжнародний лінійний надпровідний колайдер (ILC) на енергію до 1 TeV [58, 59], в яких використовуються звичайні технології, занадто дорогі і великі. Так ціна великого адронного колайдера 10 млрд доларів, а його розмір 27 км. Такий великий розмір визначається тим, що в сучасних прискорювальних структурах досягається електричне поле тільки 100 МВ/м. Обмеження досяжного поля визначається пробоями. Це призводить до необхідності дослідження нових перспективних способів створення пучків високоенергійних заряджених частинок. В першу чергу для цього необхідно забезпечити значно більші електричні поля, ніж ті, за допомогою яких утворюють пучки частинок в даний час.

Лазерні, лазерно-плазмові технології ж дозволяють збільшити темп прискорення частинок. В плазмі вже вдалося створити поля з високою напруженістю порядку 100 ГВ / м, проте вони не є стабільними .

Зараз досліджуються перспективні концепції прискорення заряджених частинок у плазмі і в прискорювальних діелектричних структурах. Рекордні

результати сучасних експериментів дозволяють сподіватися значно скоротити ціну і розміри прискорювачів. Прогрес досягнутий як у так званій плазмової кільватерної концепції [23, 60-74], в якій короткий електронний згусток збуджує кільватерних поле, так і в лазерної кільватерній концепції [52, 75-92], в якій короткий лазерний імпульс збуджує кільватерних поле. Прогрес досягнутий навіть з урахуванням того, що існує проблема невеликого просторового інтервалу прискорення, що визначається дифракційною довжиною для лазерного імпульсу.

Також на початку одержувані за допомогою лазерного кільватерного прискорення згустки електронів мали погані характеристики. Однак в останні роки в експериментах [88, 89] отримані згустки електронів з малим енергетичним розкидом і малою кутовий шириною. При цьому потужний лазерний імпульс інжектований поперек надзвукової газової струї, формував в ній плазму, збуджував кільватерних поле. Електрони плазми самоінжектувались і прискорювалися цим кільватерним полем. При цьому кільватерне збурення представляло собою, так званий, пузир. Мається на увазі, що деяку область за лазерним імпульсом електрони плазми покидали повністю, залишаючи некомпенсовані іони.

З метою збільшити коефіцієнт трансформації використовували також неколінеарні прискорений і прискорюючий пучки [93]. Збільшенню коефіцієнта трансформації в плазмі присвячена велика кількість робіт, адже він є одним з основних параметрів для кільватерного прискорювача, поряд зі створенням високих прискорюючих градієнтів. Існує обмеження на максимальне значення коефіцієнта трансформації  $T \leq 2$  згідно теореми Вільсона [29], але великі значення все ж досяжні якщо використовувати довгий згусток з лінійно наростаючим струмом [94, 95]. Також альтернативою цьому методу є використання послідовності згустків з лінійно наростаючим зарядом в кожному згустку (замість одного профільованого згустка) і певною відстанню між ними (проміжками) [96- 98]. На сьогодні поліпшені значення коефіцієнта трансформації продемонстровані

експериментально при використанні останнього методу [96] і досягли  $T \approx 3,4$  в [99]. Однак отримання і транспортування послідовності згустків з різними зарядами має свої певні труднощі, тому були розроблені альтернативні методи для формування необхідного розподілу зарядів згустків. Одним з них є запропонований шматковий (a piecewise "double-triangle") профіль у вигляді «подвійного трикутника» розподілу струму, запропонованого в [100], і чисельно промодельована можлива його реалізація [101], і прогнозований коефіцієнт трансформації досягає 6,5 при прискорюючому полі 20 MeB/м. Однак ці варіанти через різкі (переривчастих) форм згустків важкі для експериментальної реалізації або вимагають складних методів управління пучком [102]. А це особливо незручно при використанні масок (interceptive mask) [103, 104] і при подальшому узгодженні з високочастотними прискорювачами [105]. В [95] розглянуті плавно наростаючі профілі струму, які дають можливість реалізувати квазіпостійні поля уздовж згустків і при цьому дозволяють забезпечувати великі коефіцієнти трансформації близько 5, при прискорюючих полях 60 MeB/м. Покращений метод профілювання послідовності згустків продемонстрований в [106] (Для коаксіальної багатошарової діелектричної структури) і був розроблений з метою отримати однорідне гальмування згустків. Для цього необхідно забезпечити певне співвідношення зарядів згустків послідовності і відстань між ними. Отримано коефіцієнт трансформації до 17,3 при прискорюючому полі 285,1 МэВ/м для терагерцового діапазону частот. А при використанні одиночного згустка отримано в [106] прискорююче поле 550 МэВ/м при  $T=4,3$ .

Разом з прискорювальним кільватерним полем, з урахуванням кінцевих поперечних розмірів пучка, виникають фокусуюче магнітне (що охоплює згусток) і електричне (радіальне) поля. Для збільшення світимості пучків перед зіткненням в коллайдерах надвисоких енергій було виконано багато роботи по вивченню процесу фокусування згустків (пучків) у плазмі [29]. Існуючі надійні методи формування поздовжнього профілю пучка

включають в себе магнітну компенсацію більш високого порядку [107, 108] (include higher-order magnetic compensation) і колімацію надрізів (notch collimation) [109] в лініях з високою дисперсією пусків (in high-dispersion beam lines), методи прямої [110] і поперечної [111, 112] передачі лазерного імпульсу або поперечні до поздовжнього емітанса (direct drive laser pulse shaping [10], or transverse to longitudinal emittance exchange techniques) [11,12].

В [113] запропонований новий метод управління фазовим простором, в якому використовується взаємодія пучка з хвильовим полем в діелектричній структурі з подальшим стисненням пучків в постійному магнітному полі для контролю поздовжньої форми електронного пучка. Цей компактний, пасивний підхід був використаний для створення майже лінійного профілю струму в експерименті з релятивістським електронним пучком, проведеному в Брукгейвенської лабораторії (Brookhaven National Laboratory Accelerator Test Facility).

В дисертаційній роботі розглянуто кільватерні та плазмові методи фокусування в залежності від форми згустка релятивістських електронів, а також проведено числове моделювання кільватерного поля яке забезпечує однорідне фокусування.

Інжекція і вивід пучка з плазмового модуля як і раніше залишаються одними з вирішальних проблем, які необхідно вирішити для створення високоякісних електронних пучків з використанням плазмових прискорювачів. Правильні умови узгодження вимагають фокусування інжектowanego пучка високої яскравості до декількох мікрон та захвату пучка який розходить на виході без втрати якості пучка. Доведено, що плазмові лінзи забезпечують фокусуючі поля, порядку кТ/м з радіально-симетричним фокусуванням. Це є перспективною компактною і доступною альтернативою постійним магнітам при проектуванні транспортних ліній. Стаття [98] є оглядом останніх експериментів і майбутніх перспектив плазмових лінз.

Колективне прискорення електрон-іонних кілець, запропоноване В.І. Векслером в [114] мало основне завдання - забезпечення цілісності

електрон-іонних згустків при прискоренні, тому що електрони відривалися від іонного згустку і виходили вперед на невеликих довжинах прискорення. В [115, 116] показаний за допомогою числового експерименту метод, що дозволяє уникнути розриву електронної та іонної компонент згустків і зриву прискорення іонів. Експеримент проведено при використанні колективного методу прискорення іонів електронними згустками на основі потужнострумів релятивістських пучків піко секундного діапазону. Оскільки тривалість циклу прискорення знаходиться в наносекундному діапазоні, то немає розвитку численних нестійкостей.

## **1.2. Програма LCODE, за допомогою якої проводили числове моделювання**

Основні результати дисертаційної роботи отримані за допомогою використання 2d3v коду LCODE [117, 118], який був розроблений професором К. В. Лотовим для моделювання двовимірної динаміки релятивістських пучків у плазмі. Аналітично дослідити динаміку релятивістських згустків у плазмі досить складно, а числове моделювання дозволяє це зробити швидко. В коді вікно моделювання рухається зі швидкістю світла, а для розрахунку відгуку плазми використовується квазістатична наближення. Пучки моделюються повністю релятивістськими макро-частинками. В роботі використовувалася як кінетична модель плазми, тобто як сукупність макро-частинок, так і гідродинамічна модель плазми. Використовується циліндрична система координат  $(r, \varphi, z)$  в азимутально-симетричному наближенні. В вікні моделювання частки пучка зміщуються в напрямку зменшення супутньої координати  $\xi = z - ct$ . Таким чином, відгук плазми обчислюється по шарам. Всі параметри частинок можна знайти як функцію від  $\xi$ , оскільки код LCODE використовує квазістатичне наближення, а в рамках квазістатичного наближення пучок незмінний (нерухомий) під час (обчислення) відгуку плазми (оскільки характерна довжина плазми, на якій відбувається еволюція ультрарелятивістського пучка, значно більше довжини

пучка). Одночасно з обчисленням полів відбувається рух макро-частинок плазми. Це дуже зручно, оскільки можна визначити відгук плазми за один крок рахункового вікна на кожному часовому кроці пучка. Початковий розподіл часток пучка по вікну моделювання можна задавати довільно (будь-який).

Схематично на рис. 1.1 зображено збудження кільватерного поля в однорідній плазмі. Релятивістський згусток електронів або лазерний імпульс рухається вправо в однорідній плазмі. Електричне поле драйвера зміщує легкі електрони, які потім повернуться назад до іонів (іони не зміщуються, оскільки вони важкі) [119, 120], тобто встановлюються осциляції густини електронів. Відповідно згенероване електричне поле намальовано внизу малюнка (синя осцилююча крива).

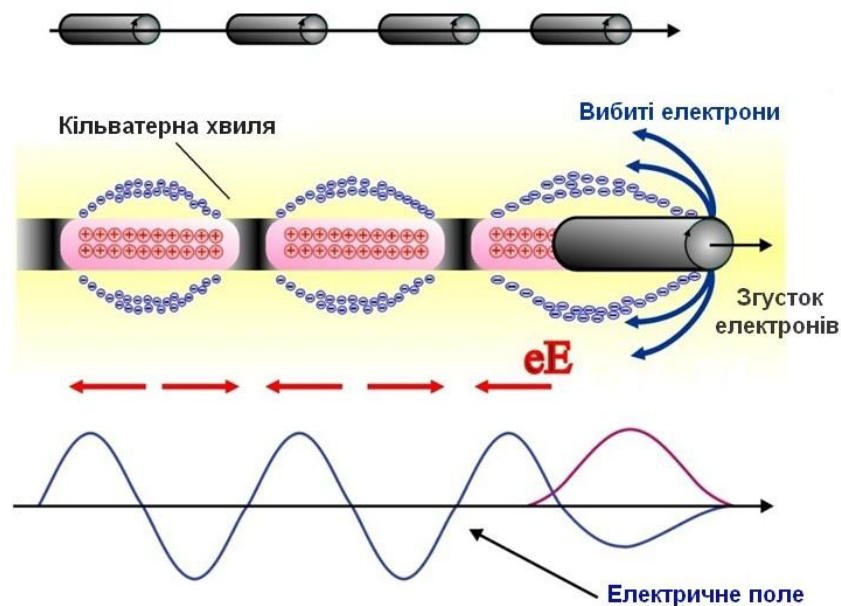


Рис.1.1. Схема збудження кільватерної хвилі релятивістським згустком або лазерним імпульсом.

Автор коду для обчислення розподілу густини використовує косинусоїдальний розподіл по  $\xi$ , тому що густина за межами інтервалу скінченної довжини покладається рівною нулю, що є більш зручним для обчислень в порівнянні з гауссівським розподілом.

Всі дані в програмі LCODE представлені в безрозмірних величинах. Одиниці виміру визначаються універсальними сталими і початковою густиною плазми  $n_0$ . Час нормований на  $\omega_{pe}^{-1}$ , де  $\omega_{pe} = (4\pi n_0 e^2 / m)^{1/2}$  – електронна плазмова частота, відстань нормована на  $c / \omega_{pe}$ , густина нормована на  $n_0$ , всі поля нормовані на  $\sqrt{4\pi n_0 m c^2}$ , потенціал кільватерного поля нормований на  $m c^2 / e$ , імпульс пучка і імпульс плазми нормовані на  $m c$ , де  $c$  – швидкістю світла.

За допомогою коду LCODE можна досліджувати наддовгі (більше 100 згустків) пучки (послідовності згустків), завдяки комбінації гідродинамічного опису плазми і кінетичного опису пучка (згустку). Для дослідження збудження кільватерної хвилі в плазмі довгою послідовністю коротких релятивістських електронних згустків методом числового моделювання використовувалася модель, де плазма розглядається як холодна електронна рідина, оскільки кінетична модель не може обробити дуже довгі послідовності згустків через накопичення помилок, а моделювання пучка (згустку) виконується макро-частинками.

Для тестування програми LCODE було проведено порівняння з результатами числового моделювання програмами NOVOCOD [121, 122], PEGASUS и OSIRIS [123, 124], а також проведено числове моделювання багатьох експериментів [23, 63, 125, 126,] і експерименту E-157 в Стенфорді [127].

## Висновки до розділу 1

Величезна кількість експериментів по всьому світі присвячена вивченню великих прискорюючих полів в науково-дослідних центрах. На даний момент кільватерні методи прискорення вже знайшли своє прикладне застосування, а особливо важливі дослідження перспективних методів створення високоенергетичних заряджених частинок. Лазерні, лазерно-



плазмові технології ж дозволяють збільшити темп прискорення частинок. В плазмі вже вдалося створити поля з високою напруженістю порядку 100 ГВ/м, проте вони не є стабільними. Тому дуже актуально дослідження збудження таких полів, які б могли відповідати нинішнім темпам розвитку науки. Актуальним є питання не тільки стосуються темпів прискорення поля, але збудження полів в яких буде реалізована добре транспортування і фокусування згустків (пучків). В роботі вивчені механізми які впливають на створення полів в яких відбувається фокусування/дефокусування транспортаних згустків.

## РОЗДІЛ 2

### КІЛЬВАТЕРНА ПЛАЗМОВА ЛІНЗА ЯКА ЗАБЕЗПЕЧУЄ ОДНОРІДНЕ ФОКУСУВАННЯ ПОСЛІДОВНОСТІ ЗГУСТКІВ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК

Даний розділ дисертаційної роботи присвячений дослідженню кільватерної плазмової лінзи, в якій всі релятивістські електронні згустки послідовності фокусуються однаково і однорідне. Для цього проміжок між першим і другим згустками має дорівнювати певного значення, проміжок між іншими згустками повинен бути кратний довжині хвилі, заряд 1-го згустку повинен бути в певне число разів менше зарядів всіх інших згустків. Показано, що тільки 1-й згусток знаходиться в кінцевому поздовжньому електричному кільватерному полі  $E_z \neq 0$ . Інші згустки знаходяться в  $E_z = 0$ . Тоді тільки 1-й згусток обмінюється енергією з кільватерним полем, і амплітуда кільватерного поля не змінюється уздовж послідовності. Радіальна кільватерна сила  $F_r$  в областях розташування згустків постійна уздовж згустків.

Числове моделювання збудження кільватерної хвилі в плазмі послідовністю згустків виконувалося програмою LCODE. Вперше показано, що існують два види лінз для послідовності коротких згустків. 1-ша лінза: довжина 1-го згустку  $\Delta\xi_{b1}$  вибирається рівної половині довжини хвилі  $\Delta\xi_{b1} = \lambda/2$ , всі інші згустки короткі,  $\Delta\xi_b < \lambda/2$ , густина заряду всіх інших згустків в 2 рази більше густини заряду 1-го згустку. Для того щоб в областях розташування згустків поздовжнє поле було рівне нулю  $E_z = 0$ , а радіальна фокусуюча сила була однакою вздовж згустку  $F_r = const$ , проміжки між усіма згустками повинні бути кратні довжині хвилі  $\delta\xi = p\lambda$ ,  $p=1,2,\dots$

2-а лінза: заряди у всіх згустків в  $\sqrt{2}$  рази більше заряду 1-го. Проміжок між 1-им і 2-м згустками дорівнює  $(n+1/8)\lambda$ ,  $n=1, 2, \dots$ . Проміжок між іншими згустками кратний  $\lambda$ . Тільки 1-й згусток знаходиться в кінцевому гальмуючому полі. Інші згустки знаходяться в нульовому поздовжньому електричному полі. Тоді тільки 1-й згусток обмінюється енергією з кільватерним полем, і амплітуда кільватерного поля не змінюється уздовж послідовності. Радіальна кільватерна сила  $F_r$  в областях розташування згустків приблизно постійна уздовж згустків.

За допомогою числового моделювання вивчені фокусуєчі поля для коротких згустків при профілювання їх заряду за лінійним законом, як уздовж послідовності, так і вздовж кожного згустку.

Фокусуєче поле в випадку суцільного пучка також вивчено за допомогою числового моделювання. Досліджується числовим моделюванням співвідношення між самофокусуванням за рахунок компенсації об'ємного заряду згустків у плазмі і між фокусуванням яке збуджується в плазмі кільватерним полем. Показано, що це співвідношення сильно залежить від параметрів експериментів.

## **2.1. Числове моделювання збудження кільватерного поля в плазмі, що забезпечує однорідне фокусування електронних згустків збуджуваним полем**

Відповідно до визначеної в дисертаційній роботі мети необхідно дослідити аналітично кільватерну плазмову лінзу для релятивістських електронних згустків, в якій всі релятивістські електронні згустки послідовності фокусуються однаково і однорідно. Відомо, що фокусування згустків кільватерним полем, збуджуваним в плазмі резонансною послідовністю релятивістських електронних згустків (частота руху згустків  $\omega_m$  співпадає з плазмовою частотою  $\omega_m = \omega_p$ ), неоднорідне. Таке фокусування релятивістських електронних згустків кільватерним полем,

збуджуваним у плазмі, важливе і цікаве (див., наприклад, [128, 129]). В [130, 6] запропонований і чисельно досліджено механізм фокусування плазмовим кільватерним полем, в якому всі згустки послідовності фокусуються однаково і однорідне. Для вирішення даної проблеми необхідно, щоб згустки мали довжини, рівні  $\Delta\xi_b = q(\lambda/2)$ ,  $q=1,2,\dots$ , заряд 1-го згустку був в два рази менше зарядів всіх інших згустків, проміжок між згустками має дорівнювати  $\delta\xi = p\lambda$ ,  $p=1,2,\dots$ . Аналітично показано, що тільки 1-й згусток знаходиться в кінцевому  $E_z \neq 0$ . Інші згустки знаходяться в нульовому поздовжньому електричному кільватерному полі  $E_z = 0$ . Отже, 1-й згусток обмінюється енергією з кільватерним полем. Наступні згустки не обмінюються енергією з кільватерним полем, і амплітуда кільватерного поля не змінюється уздовж послідовності. Радіальна кільватерна сила  $F_r$  в областях розташування згустків приблизно постійна уздовж згустків. В випадку неоднорідного поздовжнього розподілу густини електронних згустків їх середини фокусуються повільніше, ніж фронти.

Спочатку розглянемо динаміку збудження кільватерного поля резонансною послідовністю згустків у плазмі (див. Рис. 2.1). Будемо використовувати циліндричну систему координат в азимутально-симетричному наближенні. Позначимо густину плазми і згустків при деяких значеннях  $\xi$  як функції від нормованого часу  $\tau = \omega_p t$ . Знайдемо поздовжнє кільватерне поле  $E_z$  і радіальну кільватерну силу  $F_r$  в областях розташування згустків. Спочатку знайдемо і порівняємо поля, створені "точковим" (тонким в поздовжньому напрямку диском) згустком, довжина якого дорівнює половині довжини хвилі  $\Delta\xi_b = \lambda/2$ . Для цього скористаємося теорією, розвиненою в [131]. Для дуже короткого згустку, густина заряду в якому розподілена по гауссівському закону, отримуємо, що поздовжнє поле пропорційно  $E_z^{(0)}(\xi)$  [6].

$$E_z^{(0)}(\xi) = \int_{-\infty}^{\xi} d\xi_0 \cos[k(\xi - \xi_0)] \exp\left(\frac{-\xi_0^2}{\xi_b^2}\right) \approx \sqrt{\pi} \xi_b \cos(k\xi). \quad (2.1)$$

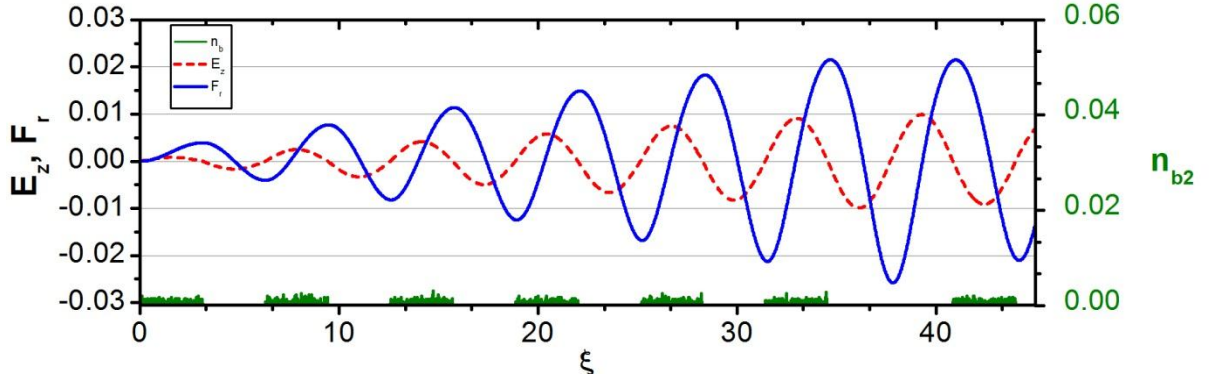


Рис. 2.1. Поздовжній розподіл густини  $n_{b2}$  послідовності згустків при  $\Gamma=\Gamma_b$  (зелений), поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний) і кільватерної радіальної сили  $F_r$  (синій) при резонансному збудженні кільватерного поля згустками.

Для згустку постійної густини, довжина якого дорівнює  $\Delta\xi_b = \lambda/2$ , отримуємо, що поздовжнє і поперечне поля пропорційні  $E_z^{(\lambda/2)}(\xi)$  и  $F_r^{(\lambda/2)}(\xi)$

$$E_z^{(\lambda/2)}(\xi) = \int_0^{\lambda/2} d\xi_0 \cos[k(\xi - \xi_0)] = \left(\frac{2}{k}\right) \sin(k\xi),$$

$$F_r^{(\lambda/2)}(\xi) = \int_0^{\lambda/2} d\xi_0 \sin[k(\xi - \xi_0)] = -\left(\frac{2}{k}\right) \cos(k\xi). \quad (2.2)$$

Повздовжнє поле в середині 1-го згустку дорівнює

$$E_{z,1}^{(\lambda/2)}(\xi) = \left(\frac{1}{k}\right) \int_0^{\pi/2} dx_0 \cos(k\xi - x_0) \Big|_{k\xi=\frac{\pi}{2}} = \frac{1}{k}. \quad (2.3)$$

Видно, що, як і спостерігається, в середині 1-го згустку поле в 2 рази менше амплітуди кільватерного поля після 1-го згустку. З двох виразів  $E_z^{(0)}(\xi)$  и  $E_z^{(\lambda/2)}(\xi)$  видно, що довгий згусток ( $\Delta\xi_b = \lambda/2$ ) збуджує поле більше в  $\lambda/\pi\sqrt{\pi}\xi_b \gg 1$  раз в порівнянні з полем, збуджуваним "точковим" згустком. Також з останніх двох виразів видно, що довгий згусток збуджує поле, фаза якого зсунута відносно поля, збудженого "точковим" згустком.

Тепер отримаємо поля всередині 2-го резонансного згустку,

$$E_{z,2}^{(\xi)}(\xi) = \left(\frac{2}{k}\right) \sin(k\xi) + \int_0^\xi d\xi_0 \cos[k(\xi - \xi_0) + 2\pi] = \left(\frac{3}{k}\right) \sin(k\xi),$$

$$F_{r,2}^{(\lambda/2)}(\xi) = -\left(\frac{2}{k}\right) \cos(k\xi) + 2 \int_0^\xi d\xi_0 \sin[k(\xi - \xi_0) + 2\pi] = \left(\frac{2}{k}\right) [1 - 2 \cos(k\xi)]. \quad (2.4)$$

Оскільки  $2\pi \leq k\xi \leq 3\pi, k = 2\pi/\lambda$   $2\pi < k\xi < 3\pi$ ,  $E_{z,2}^{(\xi)}(k\xi)$  змінюється від  $E_{z,2}^{(\xi)}(x=2\pi)=0$ , до  $E_{z,2}^{(\xi)}(k\xi=2.5\pi) = E_{z,2}^{(\max)} = (3/k)$ , а потім знову  $E_{z,2}^{(\xi)}(k\xi=3\pi)=0$ . При цьому  $F_{r,2}^{(\xi)}(k\xi)$  змінюється від  $F_{r,2}^{(\xi)}(x=2\pi) = -(2/k)$  до  $F_{r,2}^{(\xi)}(x=3\pi) = (6/k)$ , обертаючись на нуль в 1-й половині згустку, де  $\cos(x_a)=1/2$ ,  $x_a=2\pi+\pi/3 < 2\pi+\pi/2$ . Тобто більша (в  $(\pi-x_a)/x_a=2$  рази) частина (задній фронт) згустку фокусується в бі'льших поперечних кільватерних полях  $F_r$ , чим передній фронт (менший) згустку дефокусується (в менших в 3 рази дефокусуючих  $F_r$  полях).

В резонансному випадку 1-й згусток тільки фокусується (див. рис. 2.1), а у інших згустків (якщо довжина згустку дорівнює  $\xi_b = \lambda/2$ ) задній фронт (довший) знаходиться в бі'льших фокусуючих  $F_r$  полях, чим (більш короткий) передній фронт в дефокусуючих  $F_r$  (див. рис. 2.1). Таким чином, видно, що ця лінза є неоднорідною.

В [130] чисельно промодельована кільватерна плазмова лінза з однорідною фокусуючою силою для послідовності згустків, довжини яких дорівнюють половині довжини збуджуваної хвилі  $\xi_b = \lambda/2$ , з першим згустком, заряд якого в 2 рази менше зарядів інших згустків  $Q_1=Q_i/2, i=2,3,\dots$ , відстань між згустками дорівнює  $1,5\lambda$ .

В цьому випадку ями густини електронів плазми, в яких знаходяться згустки, широкі і дрібні, а горби вузькі і високі. З аналізу результатів числового моделювання збудження кільватерного поля в плазмі такою послідовністю електронних згустків (див. рис. 2.2) впливає, що  $E_z=0$  в областях розташування згустків, тобто обміну енергією з кільватерним полем

не відбувається. Поле  $E_z \neq 0$  тільки в області розташування першого згустку, оскільки він гальмується.

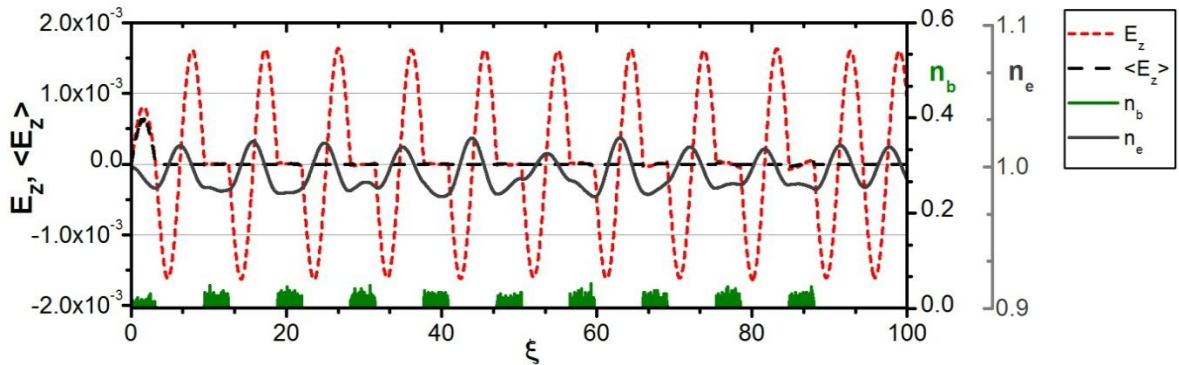


Рис. 2.2. Поздовжній розподіл густини  $n_b$  послідовності згустків (зелений) на осі, поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний), густини електронів плазми  $n_e$  в кільватерному полі (сірий), які збуджуються послідовністю 10 згустків.

З аналізу результатів числового моделювання (див. рис. 2.3) видно, що в областях розташування згустків радіальна кільватерна сила  $F_r$  майже не залежить від поздовжньої координати, за винятком області розташування 1-го згустку.

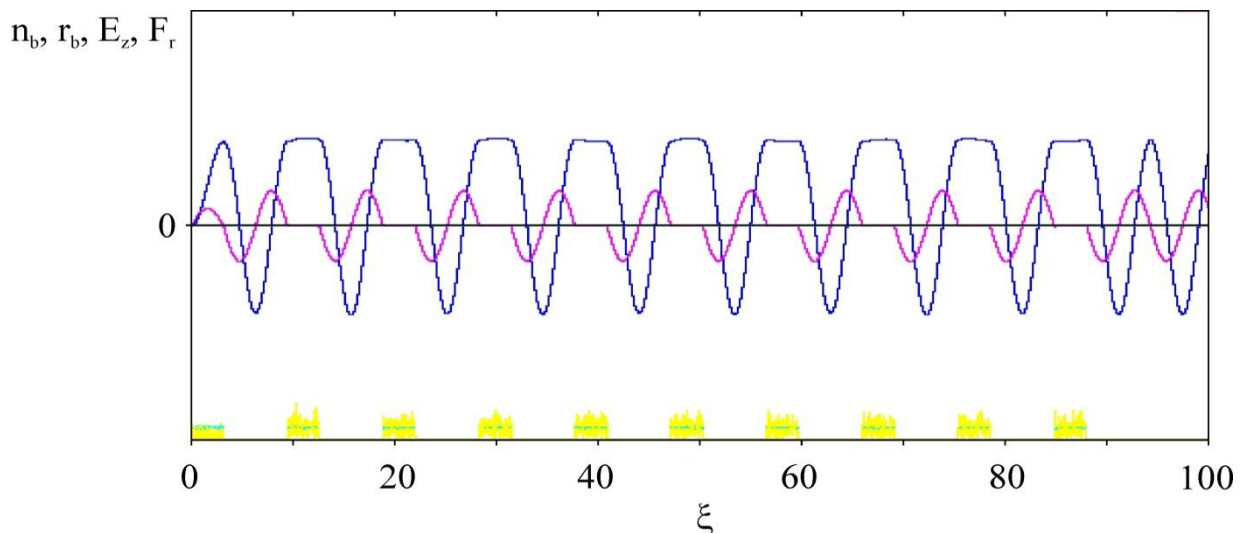


Рис. 2.3. Поздовжній розподіл густини  $n_{b2}$  послідовності згустків при  $r=r_b$  (жовтий), поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний), радіальної кільватерної сили  $F_r$ , які збуджуються послідовністю 10 згустків.

Якщо розглянути область розташування 1-го згустку, то добре видно, що  $E_z \neq 0$

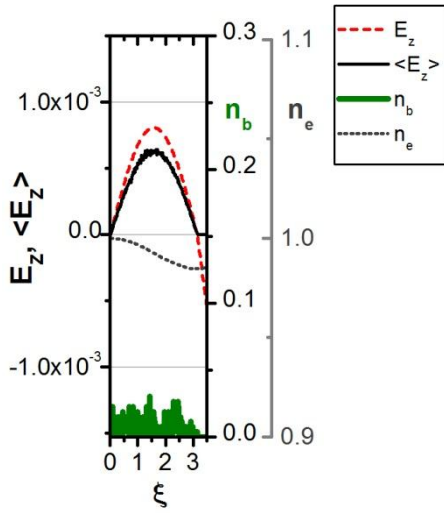


Рис. 2.4. Поздовжній розподіл густини  $n_b$  1-го згустку (зелений) на осі, поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний), усередненого поздовжнього кільватерного поля  $\langle E_z \rangle$  і густини електронів плазми  $n_e$  (чорний) в кільватерному полі.

З аналізу результатів числового моделювання збудження кільватерного поля у плазмі послідовністю десяти згустків, представлених на малюнках 2.2 і 2.4, випливає, що усереднене поздовжнє кільватерне поле, що діє на згусток,  $\langle E_z \rangle$  тільки для першого згустку не дорівнює нулю. Отже, тільки перший згусток гальмується.

При цьому екранування згустків відбувається за рахунок того, що утворюються широкі ( $\approx \lambda$ ) плоскі ями густини електронів плазми  $\delta n_e < 0$ , в областях розташування згустків, і вузькі ( $\approx \lambda/2$ ) горби  $\delta n_e > 0$  між згустками (див. рис. 2.2). Через інертність електронів екранування 1-го згустку досягається тільки в його кінці, де яма густини  $\delta n_e < 0$  не плоска, як для 2-го згустку, а приблизно трикутна (див. рис. 2.4).

Знайдемо поздовжнє кільватерне поле  $E_z$ , фокусуючу радіальну силу  $F_r$  в областях розташування згустків. Для згустку постійної густини, довжина якого дорівнює  $\lambda/2$ , отримуємо поздовжнє  $E_z^{(\lambda/2)}(\xi)$  і поперечне  $F_r^{(\lambda/2)}(\xi)$  поля

$$E_z^{(\lambda/2)}(\xi) = \int_0^{\lambda/2} d\xi_0 \cos[k(\xi - \xi_0)] = \left(\frac{1}{k}\right) \int_0^{\pi} dx_0 \cos(x - x_0) = \left(\frac{1}{k}\right) [-\sin(x - \pi) + \sin(x)] = \left(\frac{2}{k}\right) \sin(x).$$



$$\begin{aligned}
F_r^{(\lambda/2)}(\xi) &= \int_0^{\lambda/2} d\xi_0 \sin[k(\xi - \xi_0)] = \left(\frac{1}{k}\right) \int_0^{\pi} dx_0 \sin(kx - x_0) = \\
&= \left(\frac{1}{k}\right) [\cos(k\xi - \pi) - \cos(k\xi)] = -\left(\frac{2}{k}\right) \cos(k\xi).
\end{aligned} \tag{2.5}$$

Поле в середині 1-го згустку

$$\begin{aligned}
E_{z,1}^{(\lambda/2)}(\xi) &= \int_0^{\lambda/4} d\xi_0 \cos[k(\xi - \xi_0)] = \left(\frac{1}{k}\right) \int_0^{\pi/2} dx_0 \cos(x - x_0) \Big|_{x=\pi/2} = \\
&= \left(\frac{1}{k}\right) [-\sin(x - \frac{\pi}{2}) + \sin(x)] = \left(\frac{1}{k}\right) [\sin(x) + \cos(x)] \Big|_{x=\frac{\pi}{2}} = \left(\frac{1}{k}\right)
\end{aligned} \tag{2.6}$$

Видно, що, як і спостерігається, в середині 1-го згустку поле в 2 рази менше амплітуди кільватерного поля після 1-го згустку.

Тепер отримаємо кільватерних поле всередині 2-го згустку

$$\begin{aligned}
E_{z,2}^{(\xi)}(\xi) &= \left(\frac{2}{k}\right) \sin(x) + 2 \int_0^{\xi} d\xi_0 \cos[k(\xi - \xi_0) + 3\pi] = \\
&= \left(\frac{2}{k}\right) \sin(k\xi) + \left(\frac{2}{k}\right) [-\sin(k\xi - k\xi + 3\pi) + \sin(k\xi + 3\pi)] = 0.
\end{aligned} \tag{2.7}$$

Як і в числовому моделюванні, отримали  $E_z=0$  в областях розташування згустків.

Тепер розглянемо кільватерні плазмові лінзи для послідовності згустків для трьох випадків їх довжин при проміжках між ними, рівних різним кількостям довжин хвиль. Використовуємо згусток-передвісник половинного заряду і з'єднаємо його з наступним (1-им) згустком. Заряд згустку-передвісника в 2 рази менше зарядів інших згустків, тоді подовжній розподіл густини першого згустку буде у вигляді сходинок. В першому випадку відстань між згустками дорівнює  $\delta\xi_b=2\lambda$ , довжина згустку дорівнює  $\Delta\xi_b=\lambda$  (див. рис. 2.5, 2.6).

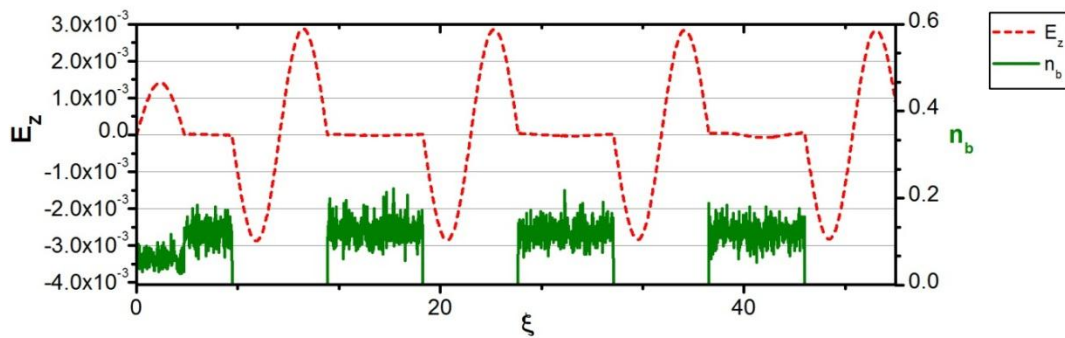


Рис. 2.5. Поздовжні розподілення густини  $n_b$  згустків (зелений) на осі, поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний), що збуджується послідовністю з 4 згустків. При цьому  $n_b$  у вигляді сходинок.

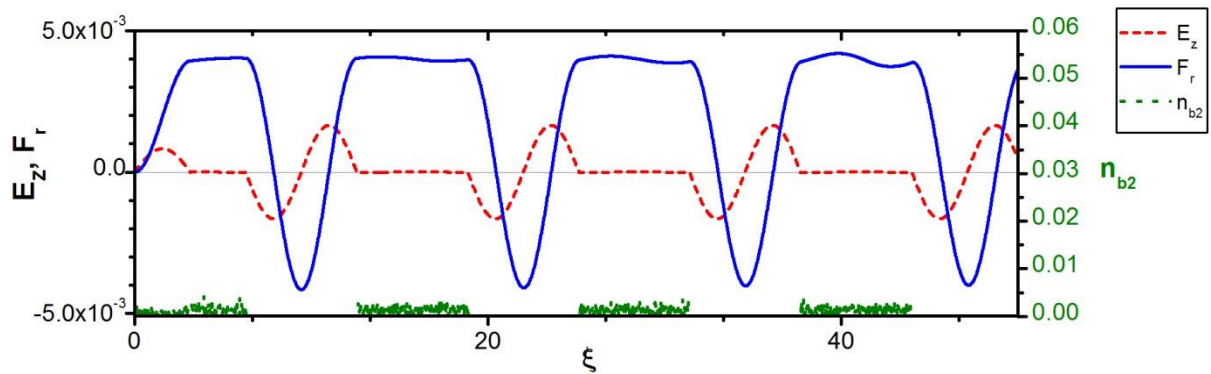


Рис. 2.6. Поздовжні розподілення густини  $n_{b2}$  згустків при  $r=r_b$  (зелений), поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний), радіальної кільватерної сили  $F_r$  (синій), що збуджується послідовністю з 4 згустків. При цьому  $n_b$  у вигляді сходинок.

Із рис.2.5 та 2.6 видно, що  $n_{b2} \equiv n_b(r=r_b)$  мале в порівнянні з  $n_b \equiv n_b(r=0)$  в результаті фокусування. На рис.2.6 густина згустків  $n_{b2}$  при  $r=r_b$  мала в порівнянні з  $n_b$  на осі (див.рис. 2.5).

У другому випадку відстань між згустками дорівнює  $\delta\xi_b = 2,5\lambda$  (див. рис. 2.7, 2.8).

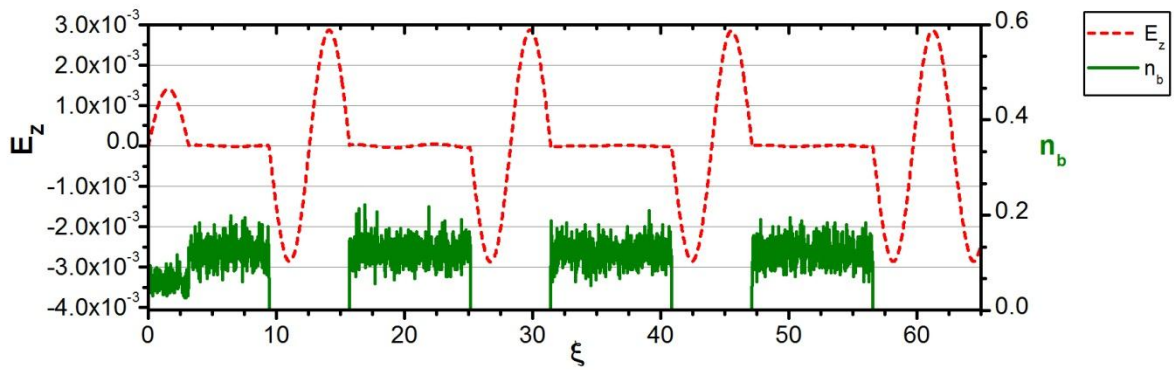


Рис. 2.7. Поздовжні розподілення густини  $n_b$  згустків (зелений) на осі, поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний), що збуджується послідовністю з 4 згустків. При цьому  $n_b$  у вигляді сходинки.

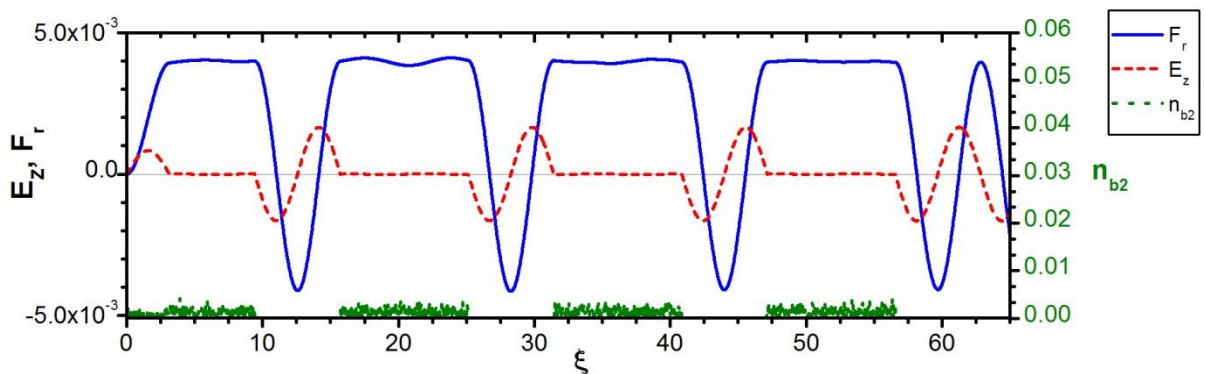


Рис. 2.8. Поздовжні розподілення густини  $n_{b2}$  згустків при  $r=r_b$  (зелений), поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний), радіальної кільватерної сили  $F_r$  (синій), що збуджується послідовністю з 4 згустків. При цьому  $n_b$  у вигляді сходинки.

В третьому випадку відстань між згустками дорівнює  $\delta\xi_b=3\lambda$  (див. рис. 2.9-2.10).

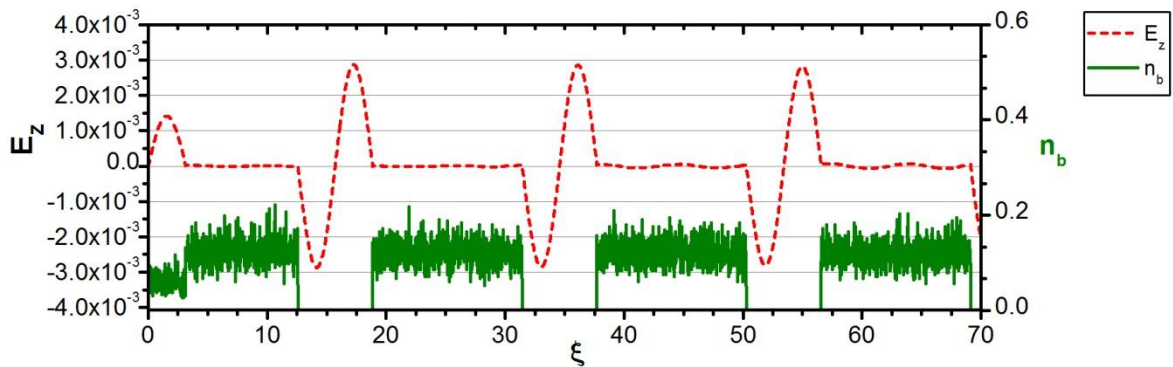


Рис. 2.9. Поздовжні розподілення густини  $n_b$  згустків (зелений) на осі, поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний), що збуджується послідовністю з 4 згустків. При цьому  $n_b$  першого згустку у вигляді сходинки.

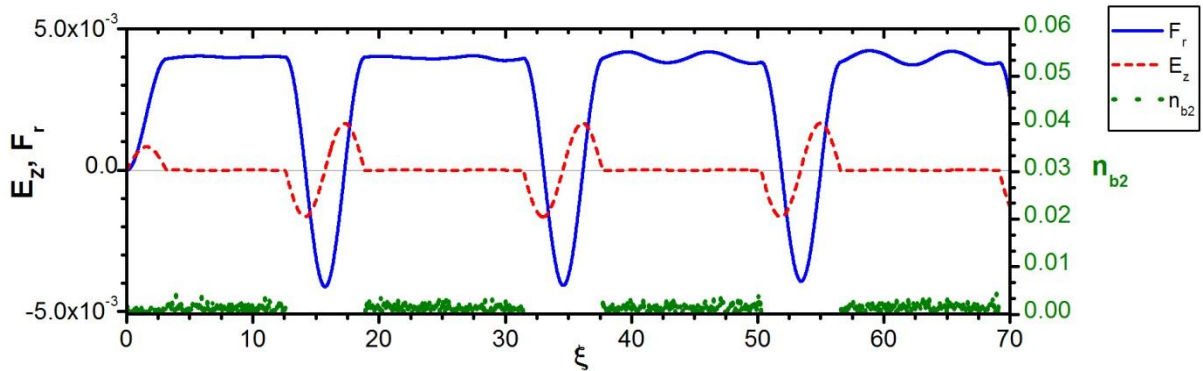


Рис. 2.10. Поздовжні розподілення густини  $n_{b2}$  згустків при  $r=r_b$  (зелений), поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний), радіальної кільватерної сили  $F_r$  (синій), що збуджується послідовністю з 4 згустків. При цьому  $n_b$  першого згустку у вигляді сходинки.

При розгляді результатів числового моделювання збудження кільватерного поля в плазмі з рис. 2.5 -2.10 видно, що в областях розташування згустків  $E_z=0$ ,  $F_r \approx \text{const}$ , за винятком області розташування першого згустку.

При розгляді результатів числового моделювання збудження (див. рис. 2.11) кільватерного поля в плазмі послідовністю з трьох згустків, для довжин згустків рівних  $\Delta\xi_b=2\lambda$ , де згусток-передвісник половинного

заряду відділений від наступного (1-го) згустку, відстань між згустками дорівнює  $\delta\xi_b=3\lambda$ , видно, що в областях розташування згустків  $E_z=0$ ,  $F_r \approx \text{const}$ , за винятком області розташування першого згустку.

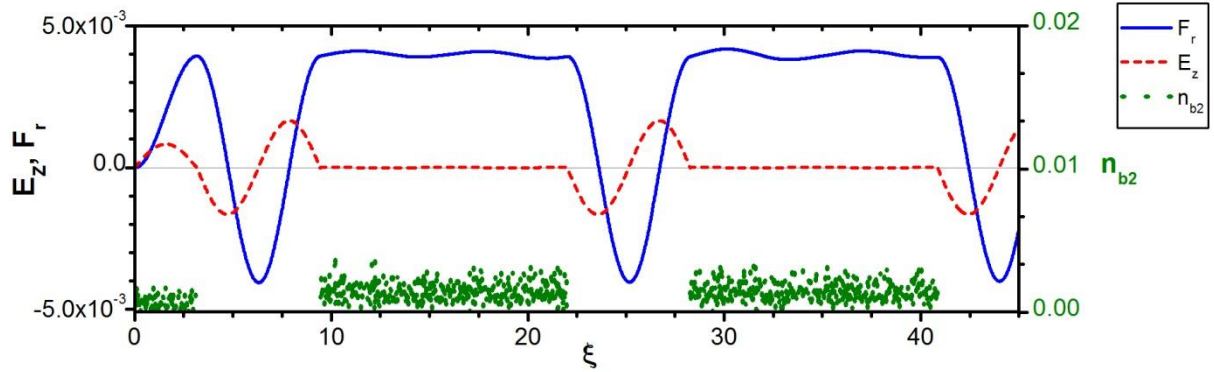


Рис. 2.11. Поздовжні розподілення густини  $n_b$  згустків при  $r=r_b$  (зелений), поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний), радіальної кільватерної сили  $F_r$  (синій), що збуджується послідовністю з 3 згустків

При розгляді кільватерної плазмової лінзи для згустків однакового заряду з довжинами, рівними половині довжини хвилі  $\Delta\xi_b=0,5\lambda$ , і проміжками між згустками рівними довжині хвилі  $\delta\xi_b=\lambda$ , видно, що непарні згустки гальмуються, а парні прискорюються (див. рис. 2.12 и рис. 2.13).

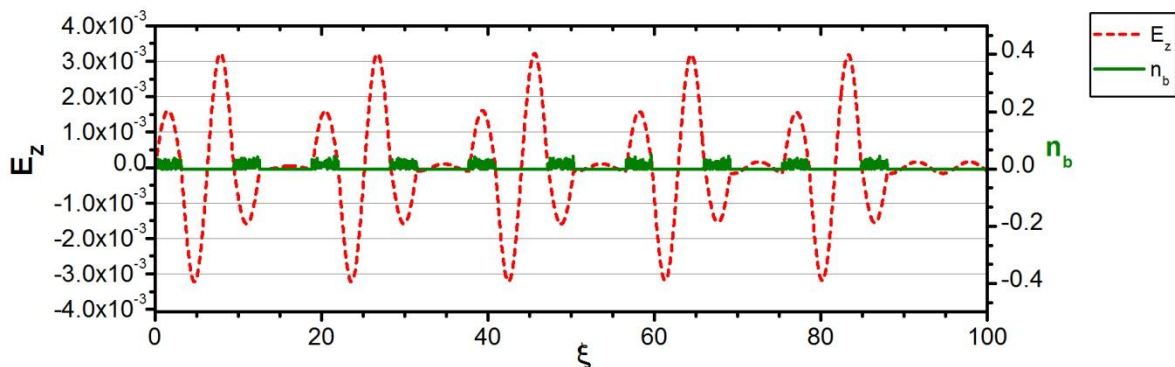


Рис. 2.12. Поздовжні розподілення густини  $n_b$  згустків (зелений) на осі поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний), що збуджується послідовністю 10 згустків.

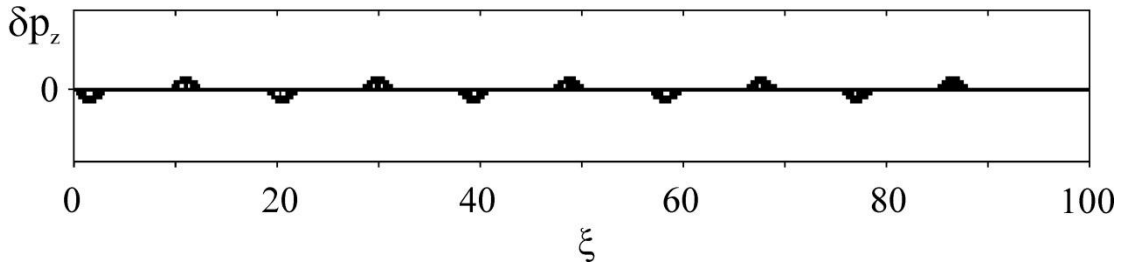


Рис. 2.13. Зміна поздовжнього імпульсу згустків  $\delta p_z$  при збудженні кільватерного поля.

Якщо розглянути послідовність, коли всі згустки однакові і відстань між ними кратна півтора довжини хвилі  $\delta \xi_b = 1,5\lambda$ , то фокусуються всі згустки однаково, але неоднорідне по довжині згустку. Це добре видно з аналізу результатів числового моделювання (див. рис. 2.14).

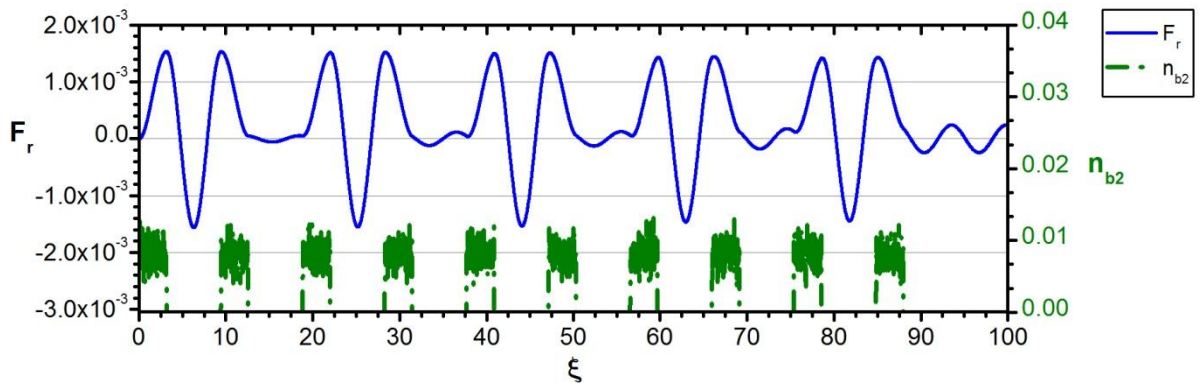


Рис. 2.14. Поздовжні розподілення густини  $n_{b2}$  згустків при  $r=r_b$  (зелений), радіальної кільватерної сили  $F_r$  (синій), що збуджується послідовністю 10 згустків.

Розглянемо кільватерну плазмову лінзу для згустків однакового заряду з довжинами і проміжками між згустками, рівними довжині хвилі (див. рис. 2.15-2.16). Як подовжнє, так і радіальне поля між згустками дорівнюють нулю, а поля в кожному згустку рівні

$$E_z^{(\xi)}(\tau) = \int_0^{\xi} d\xi_0 \cos[k(\xi - \xi_0)] = \left(\frac{1}{k}\right) \sin(k\xi).$$



$$F_{r,1}^{(\xi)}(\tau) = \int_0^{\xi} d\xi_0 \sin[k(\xi - \xi_0)] = \left(\frac{1}{k}\right)[1 - \cos(k\xi)] = \left(\frac{2}{k}\right)\sin^2\left(\frac{k\xi}{2}\right) \quad (2.8)$$

Період радіального поля в області згустку в 2 рази більше періоду поздовжнього поля. Радіальне поле має один знак на всій довжині згустку. Тому згустки повністю фокусуються, однак, на фронтах згустків радіальна кінватерна сила  $F_r=0$ . Поздовжнє поле осцилює між  $+E_0$  в передній частині згустку та  $-E_0$  в задній частині згустку. Тому передня половина згустку гальмується, а задня прискорюється.

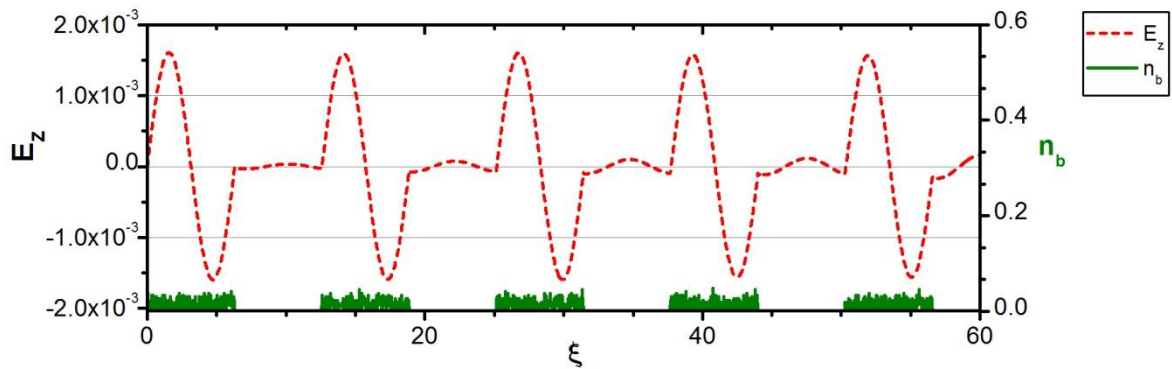


Рис. 2.15. Поздовжні розподілення густини  $n_b$  згустків (зелений) на осі, поздовжнього кінватерного поля  $E_z$  (червоний), що збуджується послідовністю 5 згустків.

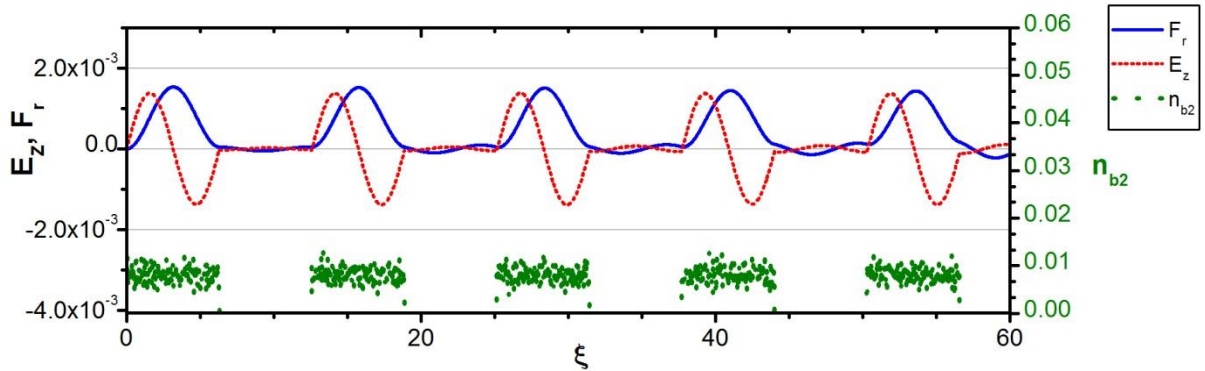


Рис. 2.16. Поздовжні розподілення густини  $n_{b2}$  згустків при  $r=r_b$  (зелений), поздовжнього кінватерного поля  $E_z$  (червоний), радіальної кінватерної сили  $F_r$  (синій), що збуджується послідовністю 5 згустків.

Результати для випадку довжин згустків, рівних двом довжинах хвиль, представлені на рис. 2.17.

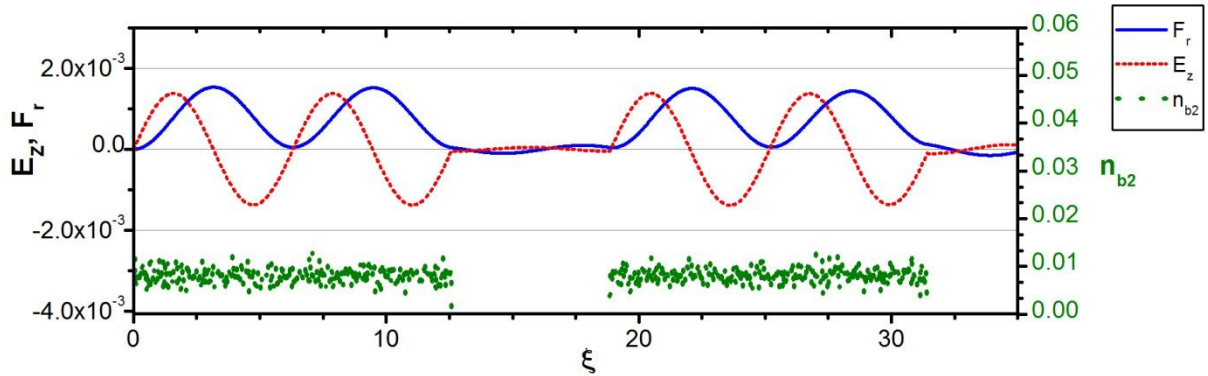


Рис. 2.17. Поздовжні розподілення густини  $n_b$  згустків при  $r=r_{b2}$  (зелений), поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний), радіальної кільватерної сили  $F_r$  (синій), що збуджується послідовністю 2 згустків.

Розглянемо згустки з неоднорідним поздовжнім розподілом густини, а саме по  $\sin^2(k\xi)$  (див. рис. 2.18-2.20) У програмі LCODE передбачена можливість роботи з довільним початковим розподілом часток згустку по вікну моделювання. Відстань між згустками дорівнює півтори довжини хвилі  $\delta\xi_b=1,5\lambda$ . Заряд 1-го згустку в 2 рази менше зарядів інших згустків.

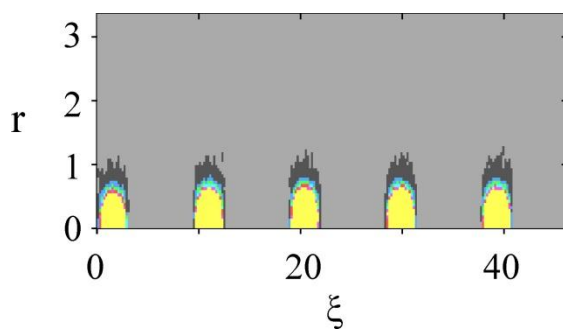


Рис. 2.18. Густина  $n_b$  послідовності 5 згустків, розподілених по  $\sin^2(k\xi)$ ,  $\xi = z - V_b t$ .

При розгляді результатів числового моделювання збудження кільватерного поля в плазмі послідовністю з 5 згустків з неоднорідним поздовжнім розподілом густини, представлених на малюнку 2.19, можна бачити, що фронти згустків (виключаючи 1-ий) знаходяться в  $E_r$  фокусуєчому, а основні



частини згустків знаходяться в радіальному кільватерному полі  $E_r$ , яке дефокусує згустки. Оскільки амплітуда азимутального магнітного поля  $H_\theta$  більше амплітуди  $E_r$ , то згустки фокусуються. Однак фронти згустків фокусуються сильніше їх центрів.

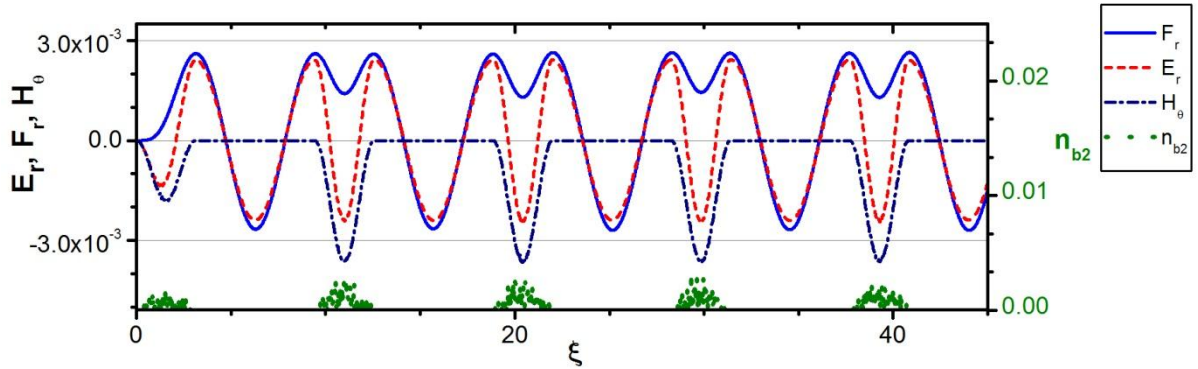


Рис. 2.19. Поздовжні розподілення густини  $n_{b2}$  згустків при  $r=r_b$  (зелений), радіального кільватерного поля  $E_r$  (червоний), радіальної кільватерної сили  $F_r$  (синій), азимутального магнітного поля  $H_\theta$  (темно голубий), що збуджується послідовністю 5 неоднорідних згустків.

При розгляді результатів моделювання (див. рис. 2.20) видно, що передній фронт згустку прискорюється, а задній уповільнюється.

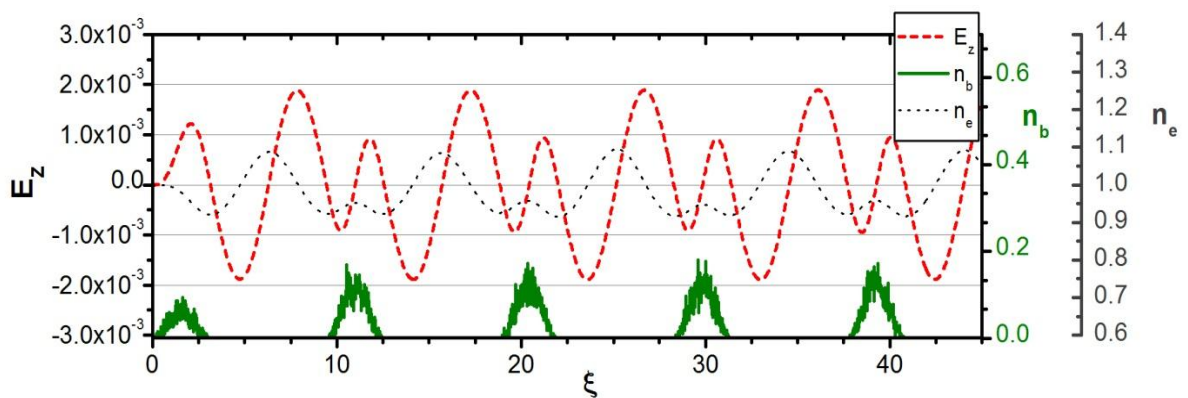


Рис. 2.20. Поздовжні розподілення густини  $n_b$  згустків (зелений), густини електронів плазми  $n_e$  (сірий), поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний), що збуджується послідовністю 5 неоднорідних згустків.

Якщо електрони протяжного ( $\Delta\xi_b=\lambda/2$ ) згустку розподілені по  $\sin^2(k\xi)$ ,  $0<\xi_0<\lambda/2$ , то після 1-го згустку отримуємо

$$\begin{aligned} E_z^{(\sin^2)}(\xi) &= \int_0^{\lambda/2} d\xi_0 \cos[k(\xi - \xi_0)] \sin^2(k\xi_0) = \left(\frac{1}{2k}\right) \int_0^\pi dx_0 [1 - \cos(2x_0)] \cos(k\xi - x_0) = \\ &= \left(\frac{1}{4k}\right) \int_0^\pi dx_0 [2\cos(k\xi - x_0) - \cos(3x_0 - k\xi) - \cos(k\xi + x_0)] = \left(\frac{4}{3k}\right) \sin(k\xi). \end{aligned} \quad (2.9)$$

Отримано природний результат, що поле, збуджене згустком, електрони якого розподілені по  $\sin^2(k\xi)$ , менше поля, збудженого однорідним згустком-циліндром, оскільки в 2-му випадку більше заряд згустку.

Тепер знайдемо радіальне поле

$$\begin{aligned} F_r^{(\sin^2)}(\xi) &= \int_0^{\lambda/2} d\xi_0 \sin[k(\xi - \xi_0)] \sin^2(k\xi_0) = \left(\frac{1}{2k}\right) \int_0^\pi dx_0 \sin(k\xi - x_0) [1 - \cos(2x_0)] = \\ &= \left(\frac{1}{4k}\right) \int_0^\pi dx_0 [2\sin(k\xi - x_0) + \sin(3x_0 - k\xi) - \sin(k\xi + x_0)] = \left(\frac{4}{3k}\right) \cos(k\xi). \end{aligned} \quad (2.10)$$

Отримаємо поле в центрі 1-го згустку

$$\begin{aligned} E_z^{(\sin^2)}(\xi) &= \int_0^{\lambda/4} d\xi_0 \cos[k(\xi - \xi_0)] \sin^2(k\xi_0) \Big|_{k\xi=\frac{\pi}{2}} = \\ &= \left(\frac{1}{2k}\right) \int_0^{\pi/2} dx_0 [1 - \cos(2x_0)] \cos(k\xi - x_0) \Big|_{k\xi=\frac{\pi}{2}} = \\ &= \left(\frac{1}{4k}\right) \int_0^{\pi/2} dx_0 [2\cos(x - x_0) - \cos(3x_0 - x) - \cos(x + x_0)] \Big|_{x=\frac{\pi}{2}} = \left(\frac{2}{3k}\right). \end{aligned} \quad (2.11)$$

Видно, що, як і спостерігається, поле в центрі 1-го згустку в 2 рази менше, ніж амплітуда кільватерного поля після 1-го згустку.

Тепер отримаємо поля всередині 2-го згустку. Поздовжнє поле пропорційно

$$\begin{aligned} E_z^{(\sin^2)}(\xi) &= \left(\frac{4}{3k}\right) \sin(k\xi) + 2 \int_0^\xi d\xi_0 \cos[k(\xi - \xi_0)] + 3\pi \sin^2(k\xi_0) = \\ &= \left(\frac{4}{3k}\right) \sin(k\xi) + \left(\frac{1}{k}\right) \int_0^x dx_0 [1 - \cos(2x_0)] \cos(k\xi - x_0 + 3\pi) = \\ &= \left(\frac{4}{3k}\right) \sin(k\xi) + \left(\frac{1}{2k}\right) \int_0^x dx_0 [2\cos(k\xi - x_0 + 3\pi) - \cos(3x_0 - k\xi - 3\pi) - \cos(k\xi + x_0 + 3\pi)] = \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$= \left( \frac{2}{3k} \right) \sin(2k\xi).$$

Як і спостерігається, всередині 2-го згустку період в 2 рази коротше і амплітуда в 2 рази менше, ніж після 1-го згустку. Поперечний поле пропорційно

$$\begin{aligned} F_{r,2}^{(\sin^2)}(\xi) &= \left( \frac{4}{3k} \right) \cos(k\xi) + 2 \int_0^\xi d\xi_0 \sin[k(\xi - \xi_0) + 3\pi] \sin^2(k\xi_0) = \\ &= \left( \frac{4}{3k} \right) \cos(k\xi) + \left( \frac{1}{k} \right) \int_0^\xi dx_0 \sin[k\xi - x_0 + 3\pi][1 - \cos(2x_0)] = \\ &= -\left( \frac{4}{3k} \right) + \left( \frac{2}{3k} \right) \sin^2(k\xi). \end{aligned} \quad (2.13)$$

Виходить, що і спостерігається. А саме, у 2-му згустку  $3\pi < k\xi < 4\pi$  на краях (при  $k\xi=3\pi$  та  $k\xi=4\pi$ ) 2-го згустку фокусування найбільш сильне (силою  $-(4/3k)$ ), а в середині 2-го згустку (при  $x=3\pi+\pi/2$ ) фокусування саме слабе (силою в 2 рази менше  $-(2/3k)$ ).

## **2.2. Дві кільватерні плазмові лінзи (два набори параметрів) для коротких згустків $\Delta\xi_b < \lambda/2$ релятивістських електронів.**

В даному пункті детально досліджується кільватерна плазмова лінза для коротких релятивістських електронних згустків  $\Delta\xi_b < \lambda/2$ . Показано, що всі згустки послідовності фокусуються однаково і однорідно.

Також показано, що існують два види лінз для послідовності коротких згустків.

За допомогою числового моделювання вивчені фокусуючі поля для коротких згустків при профілюванні їх заряду за лінійним законом, як уздовж послідовності, так і вздовж кожного згустку. Фокусуюче поле в випадку суцільного пучка також вивчено за допомогою числового моделювання [7].

Розглянемо однорідне фокусування послідовності коротких згустків. Спочатку отримаємо поля всередині 2-го згустку, заряд якого більше в  $B$  раз, ніж заряд 1-го згустку. Враховуємо, що між знову згенеруються полем і кільватерним полем, сформованим попереднім згустком, є різниця фаз  $A$ . Тоді всередині 2-го згустку маємо

$$\begin{aligned} E_{z,2}^{(\xi)}(\xi) &= (1/k) \sqrt{2} \cos(k\xi - \pi/4 + A) + B \int_0^\xi d\xi_0 \cos[k(\xi - \xi_0)] = \\ &= (1/k) \{ \sqrt{2} \cos(k\xi - \pi/4 + A) + B \sin(k\xi) \}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

$E_z \sim E_{z,2}^{(\xi)}(\xi)$  звертається в 0, якщо  $B = \sqrt{2}$  і  $A = 3\pi/4$ .

Таке ж  $E_{z,2}^{(\xi)}(\xi)$  виходять всередині всіх наступних згустків, якщо вони відстоять один від одного на  $k\delta\xi = 2\pi$ .

Тепер отримаємо поля всередині 2-го короткого,  $\Delta\xi_b = \lambda/4$ , згустку, густина заряду якого в 2 рази більше густини заряду 1-го згустку, проміжок між ним і 1-им згустком дорівнює  $\delta\xi = \lambda$ . Враховуємо, що між знову згенерованим полем і кільватерним полем, сформованим попереднім згустком, є різниця фаз  $\pi$ . Тоді всередині 2-го згустку маємо

$$\begin{aligned} E_{z,2}^{(\xi)}(\tau) &= (2/k) \sin(x + \pi) + 2 \int_0^\xi d\xi_0 \cos[k(\xi - \xi_0)] = 0, \\ F_{r,2}^{(\xi)}(\tau) &= -(2/k) \cos(x + \pi) + 2 \int_0^\xi d\xi_0 \sin[k(\xi - \xi_0)] = 2/k. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Такі ж  $E_{z,2}^{(\xi)}(\tau)$  і  $F_{r,2}^{(\xi)}(\tau)$  виходять всередині всіх наступних згустків, ідентичних 2-му згустку.

Для послідовності коротких згустків перший тип лінзи матиме такий набір параметрів: довжина 1-го згустку  $\Delta\xi_{b1}$  вибирається рівною половині довжини хвилі  $\Delta\xi_{b1} = \lambda/2$ , всі інші згустки короткі,  $\Delta\xi_b < \lambda/2$ , густини заряду всіх інших згустків в 2 рази більше густини заряду 1-го згустку. Для того, щоб в областях розташування згустків поздовжнє поле було рівне нулю  $E_z = 0$ , а радіальна фокусуюча сила була однакою вздовж згустку  $F_r = \text{const}$ , проміжки між усіма згустками повинні бути кратні довжині хвилі  $\delta\xi = p\lambda$ ,  $p = 1, 2, \dots$

Розглянувши результати числового моделювання (див. рис. 2.21, 2.22) видно що  $E_z=0$  в областях розташування згустків, що підтверджує однакове і однорідне фокусування згустків послідовності.

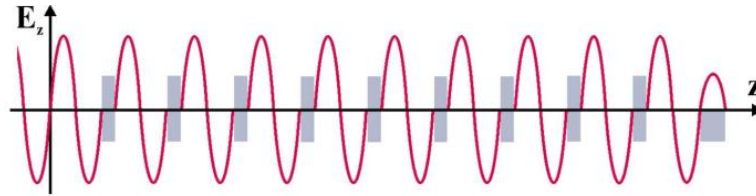


Рис. 2.21. Поздовжнє розподілення густини  $n_b$  згустків (сірий), поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний), що збуджується послідовністю згустків, довжина 1-го з яких дорівнює  $\Delta\xi_{b1}=\lambda/2$ , всі інші згустки короткі,  $\Delta\xi_b=\lambda/4$ , густини заряду всіх інших згустків в 2 рази більше густини заряду 1-го згустку, проміжки між усіма згустками рівні  $\delta\xi=\lambda$ .

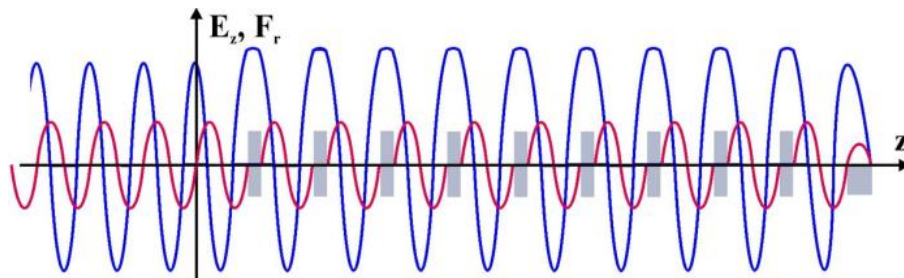


Рис. 2.22. Поздовжнє розподілення густини  $n_b$  згустків (сірий), поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний), радіальної кільватерної сили  $F_r$  (синій), що збуджується послідовністю згустків, довжина 1-го з яких дорівнює  $\Delta\xi_{b1}=\lambda/2$ , всі інші згустки короткі,  $\Delta\xi_b=\lambda/4$ , густини заряду всіх інших згустків в 2 рази більше густини заряду 1-го згустку, проміжки між усіма згустками рівні  $\delta\xi=\lambda$ .

Рис. 2.23 і рис. 2.24 демонструють, що гальмує поле залишається  $E_z=0$ , а поле, що фокусує  $F_r=\text{const}$  і в разі різних довжин згустків. Даний тип лінзи

було аналітично досліджено для різного набору довжин згустків. Результати видно на рисунках 2.23, 2.24

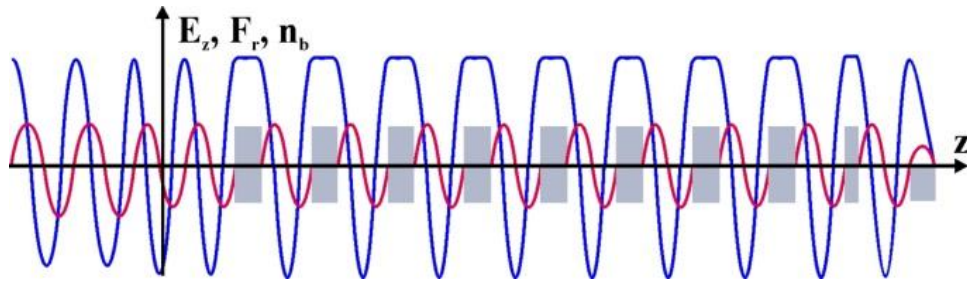


Рис. 2.23. Поздовжнє розподілення густини  $n_b$  згустків (сірий), поздовжнього кильватерного поля  $E_z$  (червоний), радіальної кильватерної сили  $F_r$  (синій), що збуджується послідовністю згустків, довжина 1-го з яких дорівнює  $\Delta\xi_{b2}=\lambda/4$ , довжини інших згустків рівні  $\Delta\xi_b=\lambda/2$ , густини заряду всіх інших згустків в 2 рази більше густини заряду 1-го згустку, проміжки між усіма згустками рівні  $\delta\xi=\lambda$

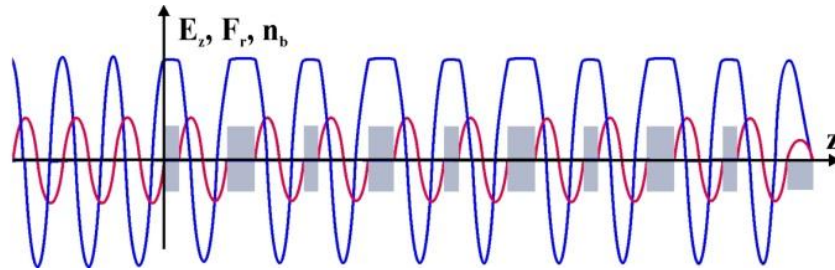


Рис. 2.24. Поздовжнє розподілення густини  $n_b$  згустків (сірий), поздовжнього кильватерного поля  $E_z$  (червоний), радіальної кильватерної сили  $F_r$  (синій), що збуджується послідовністю згустків, довжини парних з яких дорівнюють  $\lambda/4$ , а довжини непарних згустків рівні  $\lambda/2$ , густини заряду всіх інших згустків в 2 рази більше густини заряду 1-го згустку, проміжки між усіма згустками рівні  $\delta\xi=\lambda$ .

Для послідовності коротких згустків другий тип лінзи матиме такий набір параметрів: заряди у всіх згустків в  $\sqrt{2}$  рази більше заряду 1-го.

Проміжок між 1-им і 2-м згустками дорівнює  $(n+1/8)\lambda$ ,  $n=1, 2, \dots$ . Проміжок між іншими згустками кратний  $\lambda$ . Таким чином, тільки 1-й згусток знаходиться в кінцевому гальмуючому полі. Інші згустки знаходяться в нульовому поздовжньому електричному полі, що добре підтверджують і результати числового моделювання (див. рис. 2.25 і 2.26).

Тоді тільки 1-й згусток обмінюється енергією з кільватерним полем, і амплітуда кільватерного поля не змінюється уздовж послідовності.

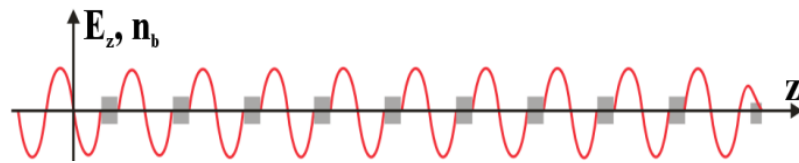


Рис. 2.25. Поздовжнє розподілення густини  $n_b$  згустків (сірий), поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний), що збуджується послідовністю згустків, заряди у яких в  $\sqrt{2}$  рази більше заряду 1-го, проміжок між 1-им і 2-м згустками дорівнює  $\lambda 9/8$ , проміжок між іншими згустками дорівнює  $\lambda$ .

Добре видно, що радіальна кільватерна сила  $F_r$  в областях розташування згустків приблизно постійна уздовж згустків, за винятком області знаходження першого згустку.

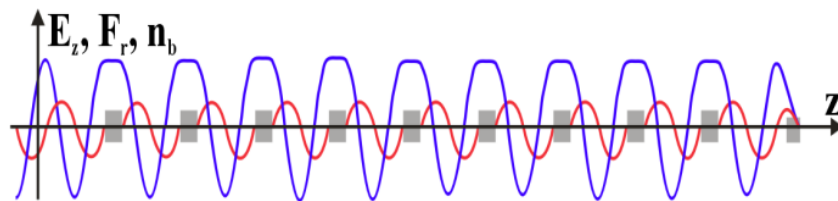


Рис. 2.26. Поздовжнє розподілення густини  $n_b$  згустків (сірий), поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний), радіальної кільватерної сили  $F_r$  (синій), що збуджується послідовністю згустків, заряди у яких в  $\sqrt{2}$  рази більше заряду 1-го, проміжок між 1-им і 2-м згустками дорівнює  $\lambda 9/8$ , проміжок між іншими згустками дорівнює  $\lambda$ .

З рис. 2.22, 2.26 видно, що в областях розташування згустків  $F_r$  майже не залежить від поздовжньої координати у випадку для двох типів лінз.

Розглянемо тепер фокусуючі поля, які формуються у областях знаходження коротких згустків послідовності (з певним згустком - передвісником) при профілюванні їх заряду за лінійним законом, як уздовж послідовності, так і вздовж кожного згустку. З розгляду результатів числового моделювання, представлених на рисунку 2.27 видно, що згустки знаходяться у малих і приблизно однакових гальмують полях і максимальних фокусуючих полях.

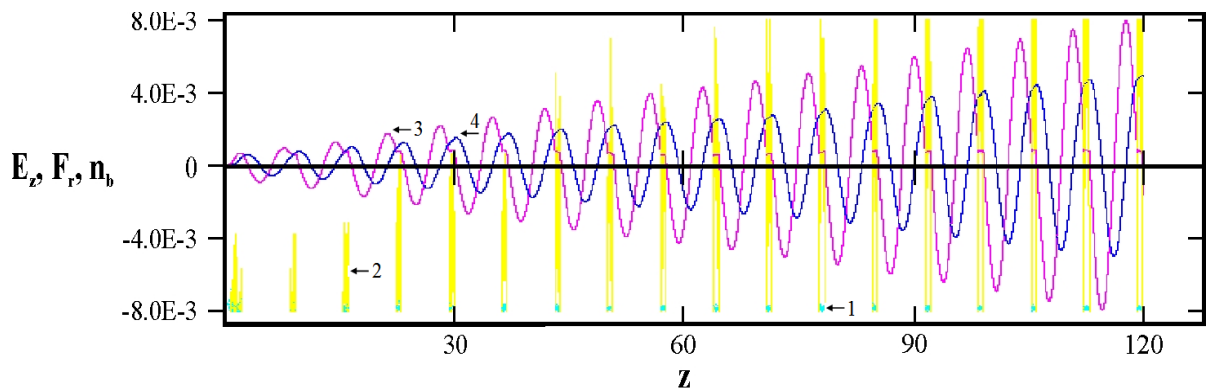


Рис. 2.27. Поздовжні розподілення густини  $n_b$  згустків (жовтий) (2), радіусу згустків  $r_b$  (1), поздовжнього кильватерного поля  $E_z$  (червоний)(3), радіальної кильватерної сили  $F_r$  (4), які збуджуються послідовністю 18 згустків.

Розглянемо тепер фокусуюче поле, яке формується в області знаходження суцільного пучка, передній фронт якого є сходинок половинній густини довжиною в половину довжини хвилі (див. рис. 2.28).



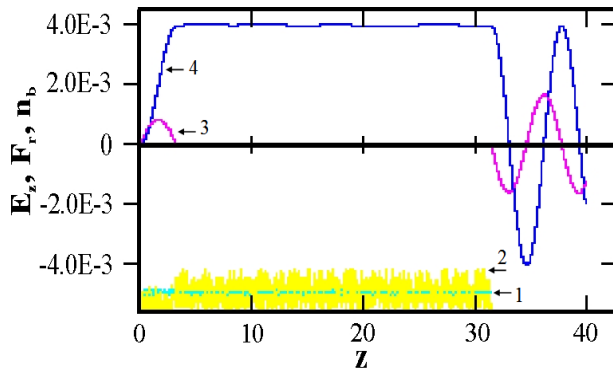


Рис. 2.28. Фокусує поле для суцільного пучка з переднім фронтом у вигляді сходинки, поздовжній розподіл густини  $n_b$  пучка (жовтий) (2), радіуса пучка  $r_b(1)$ , поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний) (3), радіальної кільватерної сили  $F_r$  (4)

З розгляду результатів числового моделювання, представлених на рисунку 2.28 видно, що уздовж всього згустку фокусуюче поле однакове (однорідне). Фокусуюче поле досягає свого значення на короткому просторовому інтервалі, що збігається з переднім фронтом пучка.

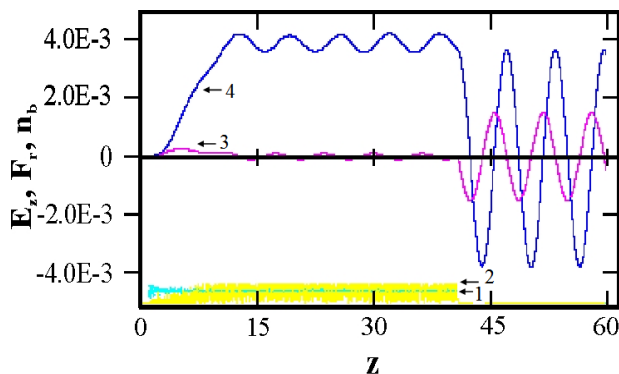


Рис. 2.29. Фокусує поле  $F_r$  для суцільного пучка з переднім фронтом у вигляді сходинки, поздовжній розподіл густини  $n_b$  пучка (жовтий) (2), радіуса пучка  $r_b$  (блакитний) (1), поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний) (3), радіальної кільватерної сили  $F_r$  (синій) (4).

Таке однорідне фокусуюче поле уздовж згустку не досягається (див. рис. 2.29) в випадку плавного наростання густини пучка на його передньому фронті.

### 2.3. Кільватерне і плазмове фокусування в залежності від форми згустку релятивістських електронів

Важливою проблемою є фокусування згустків релятивістських електронів радіальної компонентою кільватерного поля [6, 131, 132]. Інтенсивність такого фокусування на кілька порядків більше інтенсивності використовуваного магнітної фокусування [133]. Однак фокусування, що відбувається в плазмі при компенсації об'ємного заряду згустків також недостатньо інтенсивне. Інтенсивність фокусування можна значно збільшити, що необхідно при використанні фокусування в коллайдерах, за рахунок використання збуджуваних поперечних кільватерних полів. Фокусування звичним резонансним кільватерним полем вивчено в [132, 133]. Також однорідне фокусування збудженим кільватерним полем вивчено в [130, 6] для порівняно довгих згустків і в [7] для коротких згустків. Залишається до кінця не дослідженим питання про співвідношення самофокусування за рахунок компенсації об'ємного заряду згустків у плазмі (або плазмове фокусування або релятивістської фокусування) і фокусування кільватерним полем, яке збуджене в плазмі. Тому числовим моделюванням досліджується це співвідношення в залежності від параметрів експериментів.

У резонансному випадку ( $\omega_m = \omega_{pe}$ ;  $\omega_m$  – частота проходження згустків,  $\omega_{pe}$  – електронна плазмова частота) при проходженні 1-го згустку, довжина якого була обрана рівною половині довжини хвилі, компенсація об'ємного заряду згустку плазмою зростає в 1-й частині згустку, а у 2-й частині згусток додатково фокусується кільватерним полем, величина якого до кінця згустку (довжина якого обрана  $\xi_b = \lambda/2$ ) досягає поля об'ємного заряду згустку. Тобто досягається співвідношення кільватерного фокусування і самофокусування 50%:50%. У подальших згустків в головах з'являється дефокусуюче кільватерне поле, а в хвостах збільшується фокусуюче кільватерне поле

(див. рис. 2.30), які призводять до сильно неоднорідного фокусування (див. рис. 2.31).

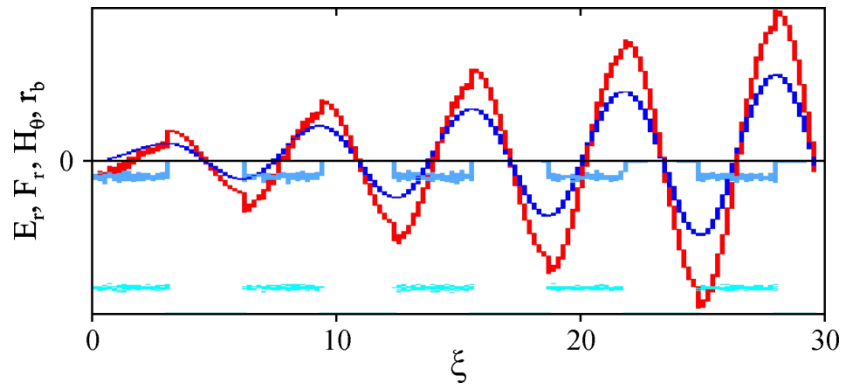


Рис. 2.30. Поздовжній розподіл радіусів  $r_b$  (яскраво блакитний) резонансної послідовності згустків перед їх фокусуванням/дефокусуванням, радіальної фокусуючої кільватерної сили  $F_r$  (синій), радіального кільватерного поля  $E_r$  (червоний) і азимутального магнітного поля  $H_\phi$  (блакитний).

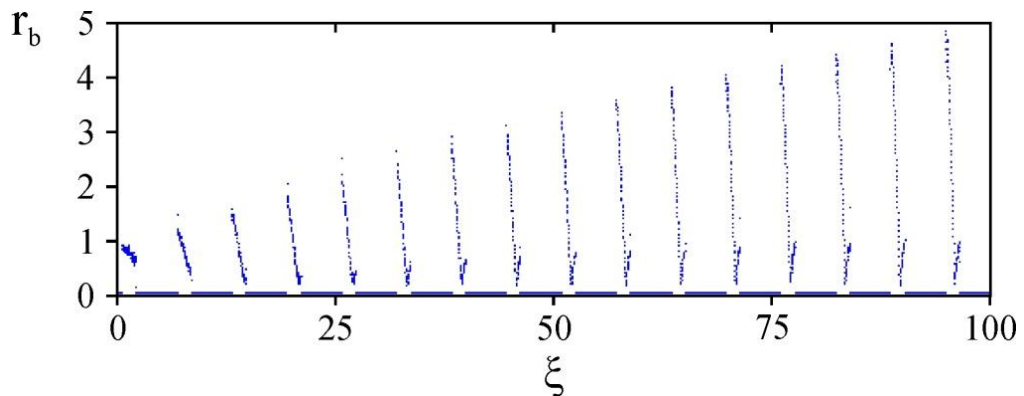


Рис. 2.31. Поздовжній розподіл радіусів згустків  $r_b$  резонансної послідовності згустків після їх фокусування/дефокусування.

У випадку коротких нерезонансних згустків (див. рис. 2.32) плазмова компенсація об'ємного заряду коротких згустків не встигає відбутися, і фокусування визначається кільватерним полем.

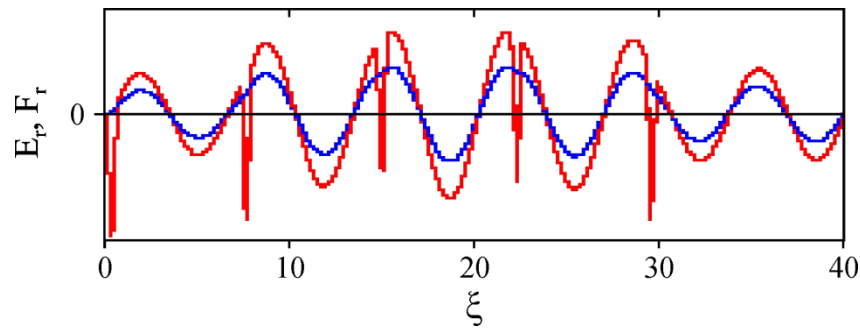


Рис. 2.32. Поздовжній розподіл радіальної фокусуєчої кільватерної сили  $F_r$  (синій) і радіального кільватерного поля  $E_r$  (червоний) в випадку послідовності коротких нерезонансних згустків.

В разі довшої послідовності коротких нерезонансних згустків (див. рис. 2.32) також плазмова компенсація об'ємного заряду коротких згустків не встигає відбутися, і фокусування визначається кільватерним полем.

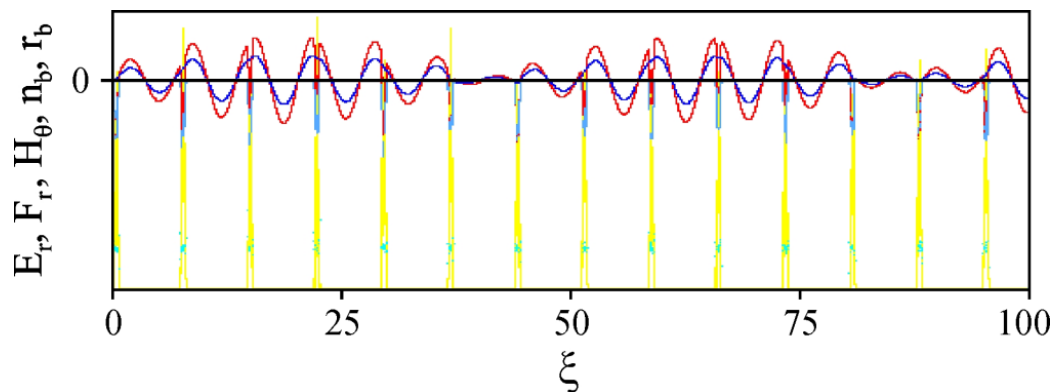


Рис. 2.33. Поздовжній розподіл радіусів  $r_b$  (яскраво блакитний) і густини  $n_b$  згустків (жовтий), радіальної фокусуєчої кільватерної сили  $F_r$  (синій), радіального кільватерного поля  $E_r$  (червоний), і азимутального магнітного поля  $H_\theta$  в випадку довгої послідовності коротких нерезонансних згустків.

У випадку нерезонансних згустків скінченної довжини ( $\xi_b = \lambda/4$ ) тільки до кінця 1-го згустку досягається повна зарядова компенсація (див. рис. 2.34). Отже, 1ий згусток фокусується за рахунок часткового зарядового

екранування. Наступні ж згустки потрапляють в зростаюче кільватерних поле.

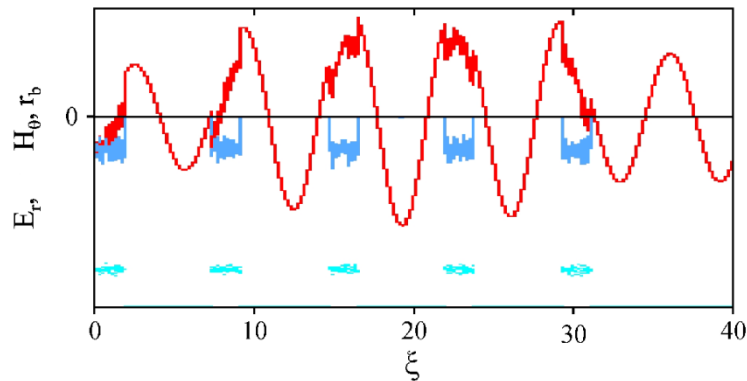


Рис.2.34. Поздовжній розподіл радіусів  $r_b$  (яскраво блакитний), радіальної фокусуючої кільватерної сили  $F_r$  (синій), радіального кільватерного поля  $E_r$  (червоний), і азимутального магнітного поля  $H_\theta$  (блакитний) в випадку довгої послідовності коротких нерезонансних згустків.

В разі довшої послідовності (див. рис. 2.35) нерезонансних згустків скінченної довжини ( $\xi_b = \lambda/4$ ) можна сказати, що згустки, які знаходяться на фронтах биття, фокусуються за рахунок часткового зарядового екранування. Інші ж згустки потрапляють в зростаюче кільватерних поле. Але фокусування періодично неоднорідне (див. рис. 2.36).

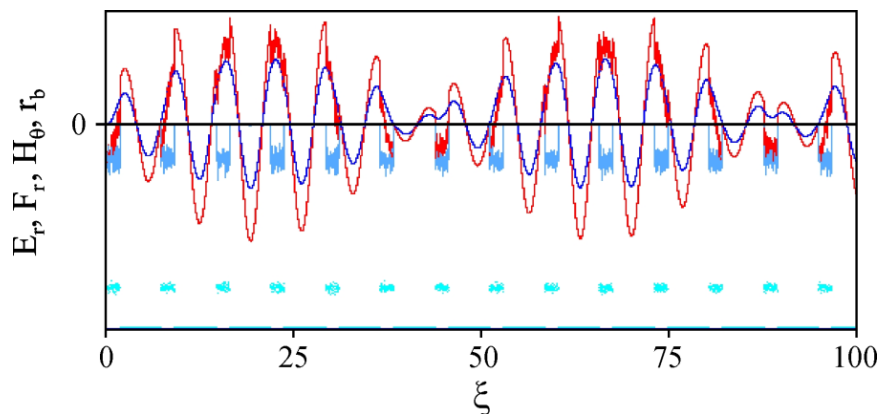


Рис. 2.35. Поздовжній розподіл радіусів  $r_b$  (яскраво блакитний) згустків, радіальної фокусуючої кільватерної сили  $F_r$  (синій), радіального кільватерного поля  $E_r$  (червоний), і азимутального магнітного поля  $H_\theta$

(блакитний) в випадку довгої послідовності коротких нерезонансних згустків.

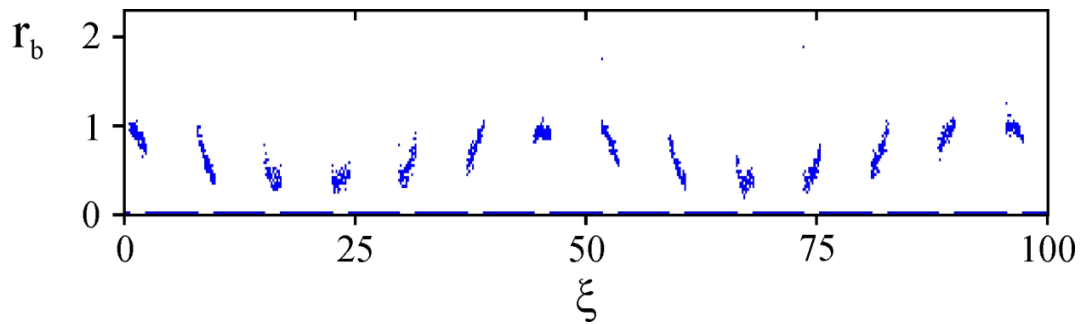


Рис. 2.36. Поздовжній розподіл радіусів  $r_b$  згустків в випадку довгої послідовності коротких нерезонансних згустків після їх фокусування/дефокусування.

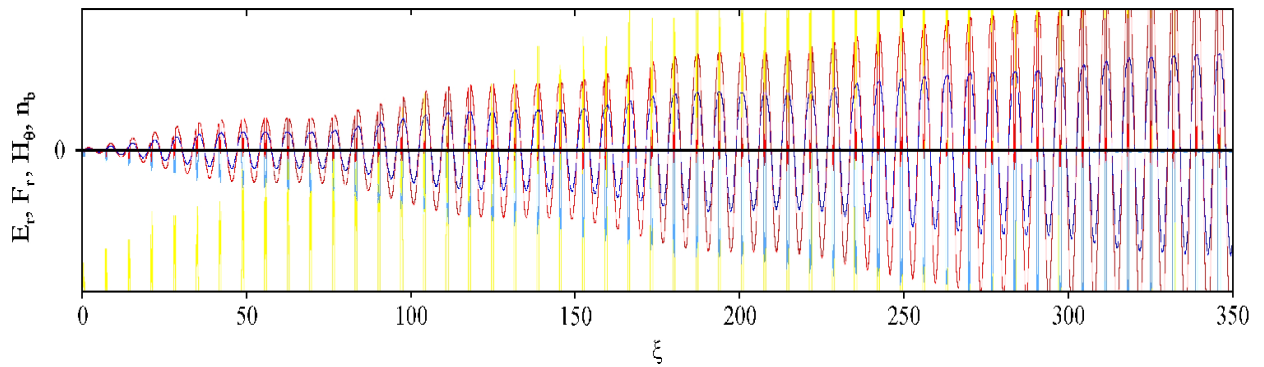


Рис. 2.37. Поздовжній розподіл по  $\xi$  густини  $n_b$  згустків (жовтий), радіальної фокусуючої кільватерної сили  $F_r$  (синій), радіального кільватерного поля  $E_r$  (червоний), і азимутального магнітного поля  $H_\theta$  (блакитний) в випадку довгої профільованої за лінійним законом, як уздовж послідовності, так і вздовж кожного згустку без передвісника послідовності дуже коротких згустків.

У випадку лінійного профілювання, як уздовж послідовності, так і вздовж кожного згустку-тонкого-диска без передвісника плазмове екранування не встигає відбуватися, що добре видно з розгляду результатів числового моделювання, представлених на рисунку 2.28 і 2.29. Тому власне магнітне поле майже повністю пригнічує розсіююче електричне поле

об'ємного заряду. Амплітуда кільватерного поля приблизно дорівнює електричному полю об'ємного заряду згустків  $N \gg 1$ . В цьому випадку фокусування кільватерним полем значно сильніше плазмового (самофокусування або релятивістського) фокусування.

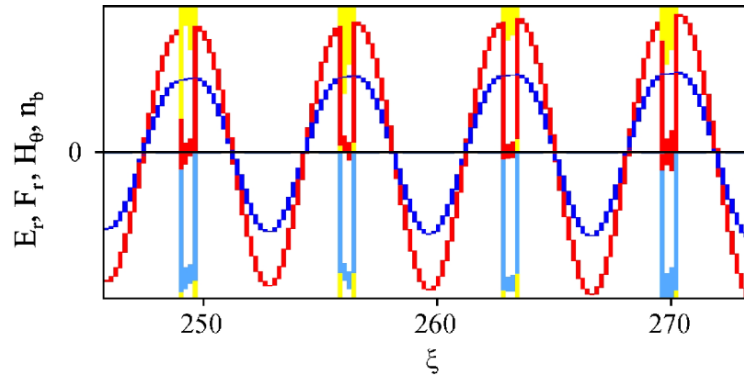


Рис. 2.38. Подовжній розподіл по  $\xi$  густини  $n_b$  згустків (жовтий), радіальної фокусуючої кільватерної сили  $F_r$  (синій), радіального кільватерного поля  $E_r$  (червоний), і азимутального магнітного поля  $H_\theta$  (блакитний) в випадку довгої профільованої за лінійним законом, як уздовж послідовності, так і вздовж кожного згустку без передвісника послідовності дуже коротких згустків. (частина рис. 2.37)

Це теж відбувається в випадку такого профілювання гауссівських згустків скінченної малої довжини (див. рис. 2.39).

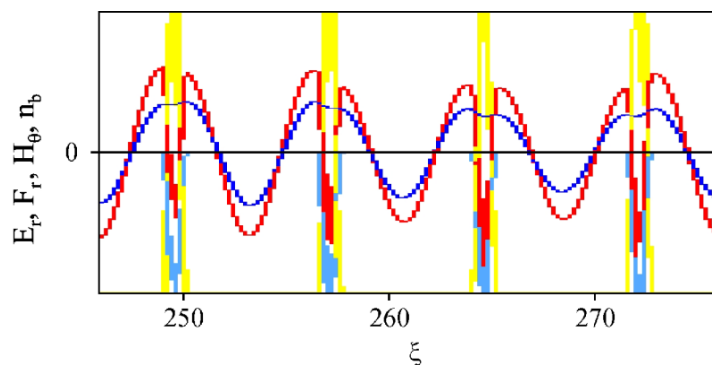


Рис. 2.39. Подовжній розподіл по  $\xi$  густини  $n_b$  згустків (жовтий), радіальної фокусуючої кільватерної сили  $F_r$  (синій), радіального кільватерного поля  $E_r$  (червоний), і азимутального магнітного поля  $H_\theta$  (блакитний) в випадку

довгої профільованої за лінійним законом, як уздовж послідовності, так і вздовж кожного згустку без передвісника послідовності дуже коротких гауссівських згустків

Тепер розглянемо співвідношення самофокусування і кільватерної фокусування в залежності від форми коротких згустків.

Майже на всій довжині згустку, заряд якого розподілений по Гаусу  $\xi_b = \lambda/2$  радіальне кільватерне поле  $E_r$  розштовхуюче (див. рис. 2.40) і тільки в самому кінці воно кільватерне фокусує. Однак на всій довжині згустку  $F_r$  фокусує: на першій частині згустку проявляється екранування об'ємного заряду згустку, а на 2-й частині згустку додається ще фокусує кільватерних поле.

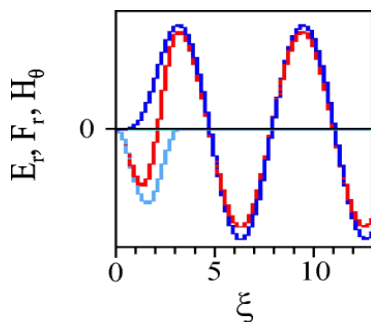


Рис. 2.40. Поздовжній розподіл по  $\xi$  поля  $E_r$  (червоний),  $F_r$  (синій),  $H_\theta$  (блакитний), збуджених гауссівських згустком.

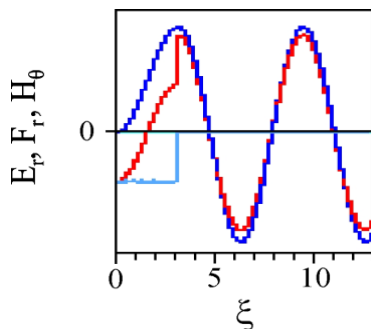


Рис. 2.41. Поздовжній розподіл по  $\xi$  поля  $E_r$  (червоний),  $F_r$  (синій),  $H_\theta$  (блакитний), збуджених прямокутним згустком.

В середині згустку-однорідного-циліндра, довжина якого дорівнює половині довжині хвилі,  $\Delta\xi_b = \lambda/2$  досягається компенсація його об'ємного заряду, а в 2-й половині згустку в результаті інерції електронів кільватерне поле наростає, і його амплітуда в кінці згустку досягає поля об'ємного заряду згустку. Таким чином, можна сказати, що співвідношення самофокусування і кільватерної фокусування близько 50% на 50%.



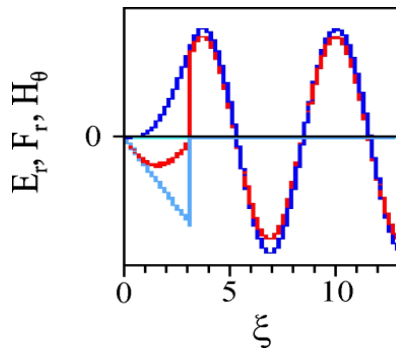


Рис. 2.42. Поздовжній розподіл по  $\xi$  поля  $E_r$  (червоний),  $F_r$  (синій),  $H_\theta$  (блакитний), збуджених згустком, заряд якого лінійно зростає.

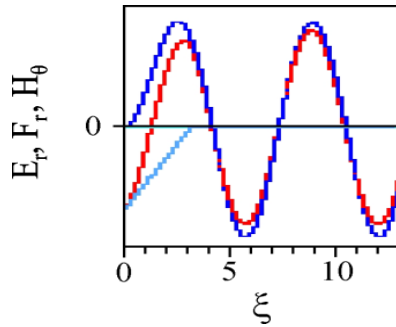


Рис. 2.43. Поздовжній розподіл по  $\xi$  поля  $E_r$  (червоний),  $F_r$  (синій),  $H_\theta$  (блакитний), збуджених згустком, заряд якого лінійно спадає.

В кінці згустку  $\xi_b = \lambda/2$ , заряд якого наростає за лінійним законом (див. рис. 2.42), результуюче електричне поле обертається в нуль і фокусування визначається власним магнітним полем.

У 2-й половині згустку  $\xi_b = \lambda/2$ , заряд якого спадає за лінійним законом (див. рис. 2.43), роль кільватерного фокусування зростає і стає великою в кінці згустку, де самофокусування

$$F_r \propto H_\theta = 2\pi e n_b \left( \frac{V_b}{c} \right) r \propto n_b(\xi) \quad (2.16)$$

вже мале, а кільватерне залишається великим.

У випадку послідовності довгих  $\Delta\xi_b = \lambda$  згустків з передвісником половинної густини заряду на першій половині передвісника (див. рис. 2.44) відбувається екранування об'ємного заряду, на 2-й його половині зростає кільватерне поле, досягаючи величини поля об'ємного заряду. Це кільватерне поле компенсується збільшеним полем збільшеного об'ємного заряду. Фокусування згустків визначається тільки самофокусуванням.

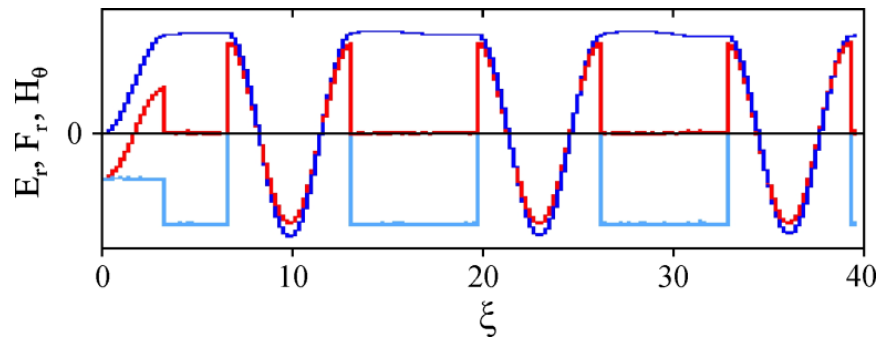


Рис. 2.44. Поздовжній розподіл по  $\xi$  радіальної фокусуючої кильватерної сили  $F_r$  (синій), радіального кильватерного поля  $E_r$  (червоний), і азимутального магнітного поля  $H_\theta$  (блакитний) в випадку збудження послідовністю довгих згустків  $\Delta\xi_b = \lambda$  з передвісником половинного струму і довжиною, яка дорівнює половині довжини хвилі.

У роботі [134], при числовому моделюванні збудження кильватерної хвилі, у випадку використання електронного згустку добре видно формування послідовності мікрозгустків в зв'язку з сильним перерозподілом густини електронного пучка, котра призводить до розшарування самого пучка та подальшого резонансного збудження кильватерної хвилі. Радіальне електричне поле неоднорідне та існує в обмеженому регіоні.

Тепер розглянемо співвідношення самофокусування і кильватерного фокусування для довгого згустку  $\Delta\xi_b \gg \lambda$ .

Який би плавний фронт довгого згустку не використовувався все одно буде збуджене фронтом осцилююче поле (див. рис. 2.45), що також обговорюється в роботі [135].

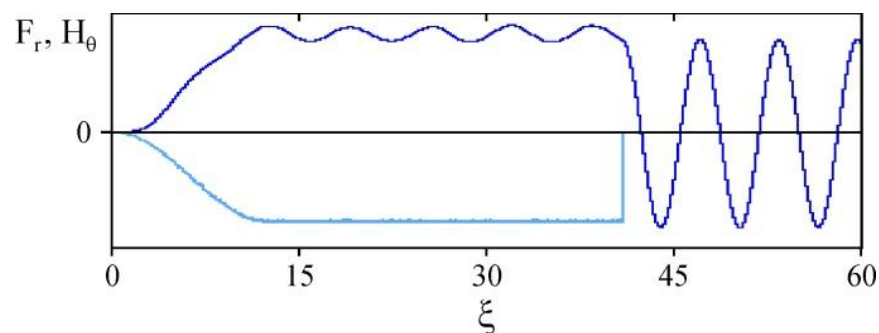


Рис. 2.45. Поздовжній розподіл по  $\xi$  радіальної фокусуючої кильватерної сили  $F_r$  (синій), азимутального магнітного поля  $H_\theta$  (блакитний) в випадку збудження довгим згустком  $\Delta\xi_b \gg \lambda$  з плавним переднім фронтом згустку.

І тільки якщо використовувати відповідний передвісник, виходить ідеальне фокусуюче (самофокусування) поле. На першій половині передвісника відбувається екранування об'ємного заряду (див. рис. 2.46), на 2-й його половині зростає кильватерних поле, досягаючи величини поля об'ємного заряду.

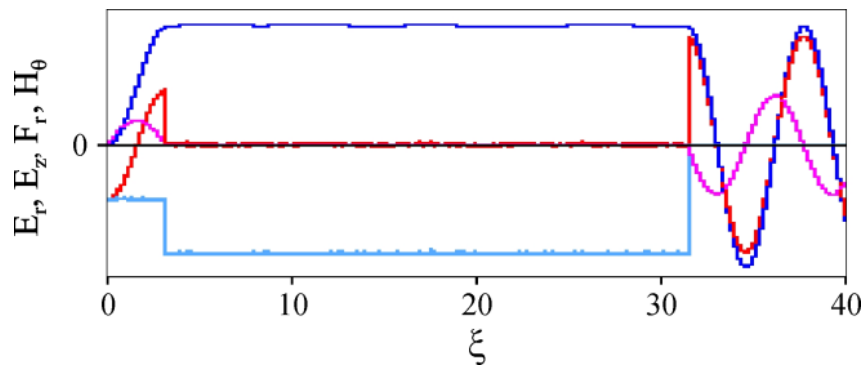


Рис. 2.46. Поздовжній розподіл по  $\xi$  поздовжнього кильватерного поля  $E_z$  (червоний), радіального кильватерного поля  $E_r$  (червоний), радіальної фокусуючої кильватерної сили  $F_r$  (синій), і азимутального магнітного поля  $H_\theta$  (блакитний) в випадку збудження довгим згустком  $\Delta\xi_b \gg \lambda$  з використанням згустку передвісника.

Це кильватерне поле компенсується збільшеним полем збільшеного об'ємного заряду. Однорідне фокусування довгого згустку с передвісником визначається тільки самофокусування.

## 2.4. Фокусування релятивістських електронних згустків нерезонансним кильватерним полем, яке збуджується у плазмі

Даний параграф дисертаційної роботи присвячений дослідженню числовим моделюванням фокусування релятивістських електронних згустків

нерезонансним кільватерним полем, яке збуджується ними в плазмі. Для гарного фокусування згустки розміщуються оптимальним чином відносно збуджуваної хвилі. Для цього використовується певна різниця частоти хвилі і частоти проходження згустків [10].

Як відомо з [6] при резонансному збудженні кільватерного поля більш короткі передні частини згустків дефокусуються слабшим полем, а більш довгі задні частини згустків фокусуються сильнішим полем (див. рис. 2.47).

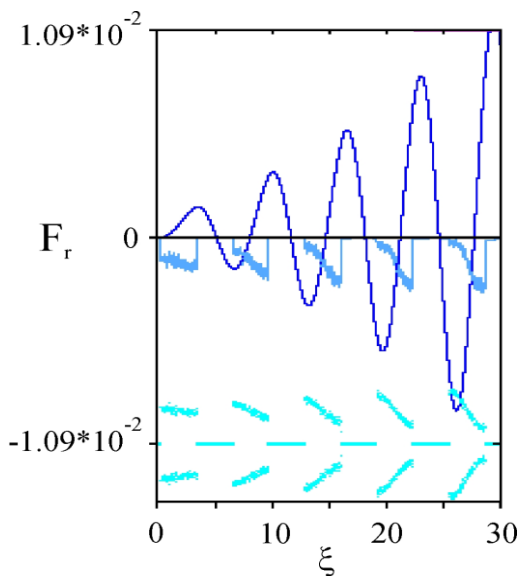


Рис. 2.47. Поздовжній розподіл по  $\xi$  радіусів  $r_b$  згустків (яскраво блакитний) послідовності резонансних прямокутних згустків і радіальної фокусуючої кільватерної сили  $F_r$  (синій), азимутального магнітного поля  $H_\theta$  (блакитний), після їх фокусування/ дефокусування на відстані  $z=33$  см від границі інжекції при довжині згустку  $\Delta\xi_b=\lambda/2$ , струм згустку  $I_b=0.45\times10^{-3}$ .

Тобто фокусування резонансним кільватерним полем сильно неоднорідне, що добре видно при розгляді результатів числового моделювання, представлених на рисунку 2.47. Числове моделювання було виконано за допомогою 2d3v-коду LCODE [117]. Для числового моделювання були обрані такі параметри:  $n_{\text{res}}=10^{11}\text{ см}^{-3}$  – це резонансна густина плазми, яка відповідає співвідношенню  $\omega_{\text{pe}}=\omega_m=2\pi\cdot2.8\cdot10^9$ , релятивістський фактор згустків був обраний рівним  $\gamma_b=5$ ,  $\omega_m$  – частота руху згустків,  $\omega_{\text{pe}}=(4\pi n_{\text{res}}e^2/m_e)^{1/2}$  – електронна плазмова частота. Густину згустків дорівнює  $n_b=6\times10^8\text{ см}^{-3}$  і розподілена в поперечному напрямку приблизно по гауссівському закону,  $\sigma_r=0,5\text{ см}$ , довжина хвилі  $\lambda=10,55\text{ см}$ ,  $\xi=V_bt-z$ ,  $V_b$  – швидкість згустків. Час нормовано на  $\omega_{\text{pe}}^{-1}$ , відстань нормовано на  $c/\omega_{\text{pe}}$ .

густина нормована на  $n_{\text{res}}$ , струм  $I_b$  нормований на  $I_{\text{cr}} = \pi m c^3 / 4e$ , поле нормовано на  $(4\pi n_{\text{res}} c^2 m_e)^{1/2}$ .

Розглянемо оптимальні параметри для випадку нерезонансної кільватерної плазмової лінзи для короткої послідовності однакових згустків релятивістських електронів. Тобто покажемо, що згустків, довжина яких менша половини довжини хвилі  $\Delta\xi_b < \lambda/2$ , кількістю  $N_b$  і частотою проходження згустків  $\omega_m$  існує діапазон прийнятних електронних плазмових частот  $\omega_{pe} = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2}$  таких, що всі згустки знаходяться в фокусуючих кільватерних полях  $F_r$ . Оскільки нижче буде продемонстровано, що в разі  $\omega_{pe} > \omega_m$  всі точкові (дуже короткі) згустки виявляються в фокусуючому або в нульовому радіальному полі, то використовуємо діапазон параметрів, коли  $\omega_{pe} > \omega_m$ . Для визначення оптимальних параметрів використовуються дві умови. А саме, щоб всі  $N_b$  вміщувалися на довжині одного биття, треба  $0 < \omega_{pe} - \omega_m < \omega_{cr}$ .  $\omega_{cr}$  – деякий критична частота, пов'язана з  $N_b$ . При цьому, щоб всі електрони всіх згустків перебували в фокусуючих кільватерних полях, треба  $\Delta\xi_b < \Delta\xi_{cr}$ .

У разі точкових  $\Delta\xi_b \rightarrow 0$  згустків одне обмеження знімається і відносно положення згустків і  $F_r$  при  $n_e/n_{\text{res}} - 1 = 0,35$  ( $n_{\text{res}}$  визначається з  $(4\pi n_{\text{res}} e^2 / m_e)^{1/2} = \omega_m$ ) має вигляд, представлений на рис. 2.48.

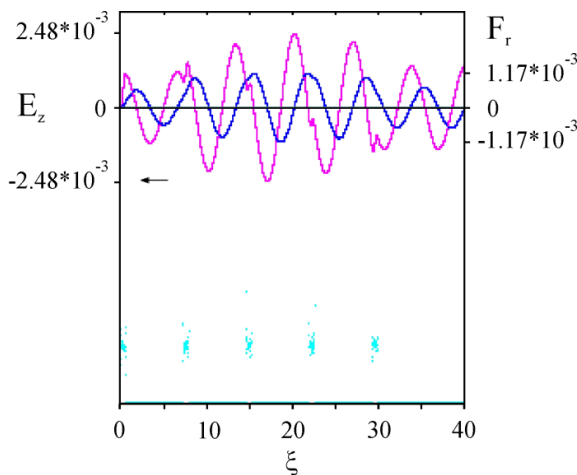


Рис. 2.48. Поздовжній розподіл по  $\xi$  радіусів  $r_b$  (яскраво блакитний) послідовності дуже коротких приблизно гауссівських згустків, радіальної фокусуючої кільватерної сили  $F_r$  (синій) та поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний) біля межі інжекції при густині плазми

$n_e=1,35n_{\text{res}}$ , довжині згустку  $\Delta\xi_b=0,1\lambda$ ,  
струмі згустку  $I_b=1,56\times 10^{-3}$ . Стрілка  
показує напрямок руху пучка.

Видно що  $N_b=5$  згустків знаходяться в фокусуючих кільватерних полях  $F_r$ .

У разі згустків скінченної довжини,  $\Delta\xi_b=\lambda/4$ , при густини плазми, що дорівнює  $n_e=n_{\text{res}}1,35$ , відносно положення згустків і  $F_r$  має вигляд, представлений на рис. 2.49, 2.50. На цих рисунках  $F_r$  - сумарна фокусуюча кільватерна сила, тобто є сумою радіального поля об'ємного заряду згустку, радіального кільватерного поля і власного магнітного поля струму згустку  $H_\theta$ . На цих же рисунках  $E_r$  – сумарне радіальне електричне поле, тобто є сумою радіального поля об'ємного заряду згустку і радіального кільватерного поля.

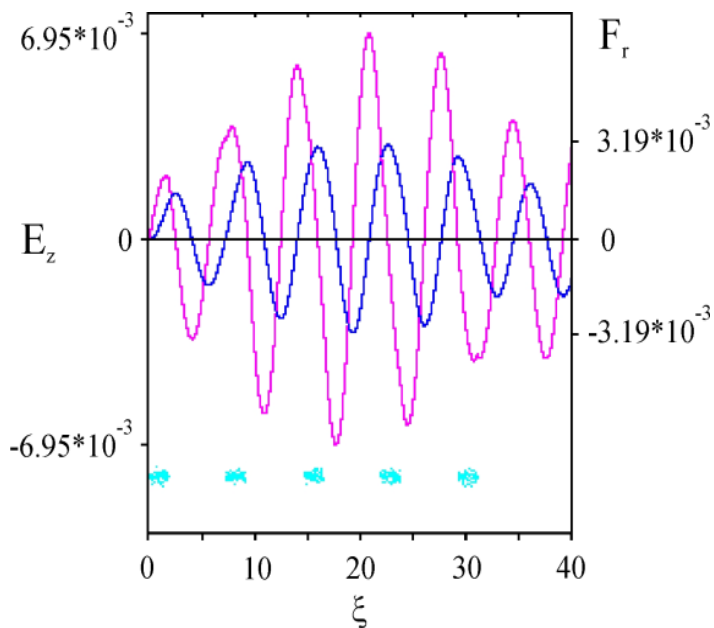


Рис. 2.49. Поздовжній розподіл радіусів  $r_b$  (яскраво блакитний) послідовності прямокутних згустків  $\Delta\xi_b=\lambda/4$ , радіального кільватерного поля  $F_r$  (синій) і поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (рожева) біля межі інжекції при густині плазми  $n_e=1,35n_{\text{res}}$ , струмі згустку  $I_b=10^{-3}$ .

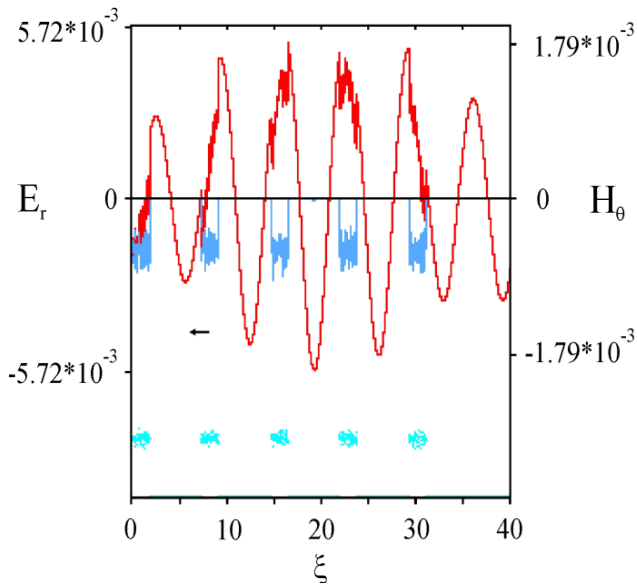


Рис. 2.50. Поздовжній розподіл радіусів  $r_b$  (яскраво блакитний) послідовності прямокутних згустків  $\Delta\xi_b=\lambda/4$ , радіального кільватерного поля  $E_r$  (червоний) і власного магнітного поля струму згустку  $H_\theta$  (блакитні трапеції) біля межі інжекції при густині плазми  $n_e=1,35n_{\text{res}}$ , струмі згустку  $I_b=10^{-3}$ .

Як видно, для кожної різниці частот  $\omega_{pe}-\omega_m$  існують такі довжини послідовності і довжини згустків, коли всі електрони всіх згустків опиняються в фокушуючих полях.

Цікавим є фокусування довгої послідовності релятивістських електронних згустків нерезонансним кільватерним полем. Для цього за допомогою методів числового моделювання було розглянуто розподілення довгої послідовності коротких релятивістських електронних згустків (див. рис. 2.51) по відношенню до збудженого кільватерного поля-биття при  $\omega_{pe}>\omega_m$  (див. рис. 2.52).

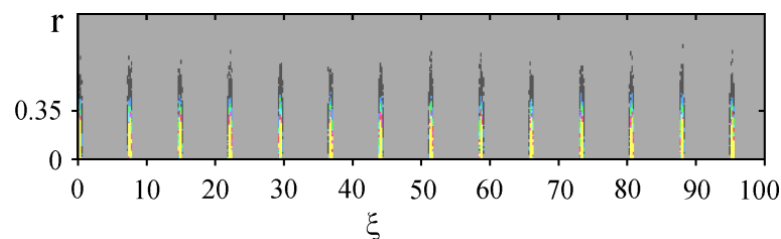


Рис. 2.51. Поздовжній розподіл густини  $n_b$  згустків (жовтий), послідовності дуже коротких приблизно гауссівських згустків  $\Delta\xi_b=0,1\lambda$  біля межі інжекції при густині плазми  $n_e=1,35n_{\text{res}}$ , струм згустків  $I_b=1,56\times 10^{-3}$ .

При  $\omega_m < \omega_{pe}$  з'являються биття. Усі згустки знаходяться в фокусуючих полях биття за винятком фронтів биття, де вони не фокусуються.

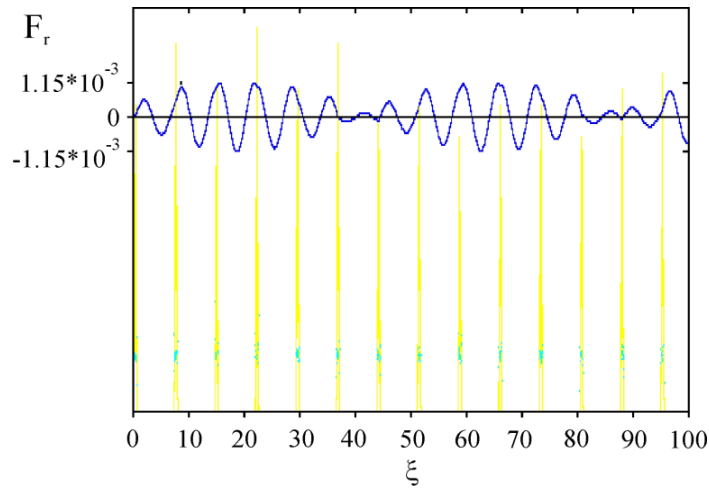


Рис. 2.52. Поздовжній розподіл радіусів  $r_b$  (яскраво блакитний) і густини  $n_b$  згустків (жовтий) послідовності дуже коротких приблизно гауссівських згустків  $\Delta\xi_b=0,1\lambda$  і радіальної кільватерної (фокусуючої) сили  $F_r$  (синій) біля межі інжекції при густині плазми  $n_e=1,35n_{res}$ , струм згустків  $I_b=1,56 \cdot 10^{-3}$ .

У випадку скінченної довжини згустків, довжини яких дорівнюють чверті довжини хвилі  $\Delta\xi_b=\lambda/4$ , де довжина хвилі дорівнює  $\lambda=2\pi V_b/\omega_p$  при густині плазми, що дорівнює  $n_e=n_{res}1,35$ , відносно положення згустків і радіальної фокусуючої кільватерної сили  $F_r$  має вигляд, представлений на рис. 2.53, 2.54.

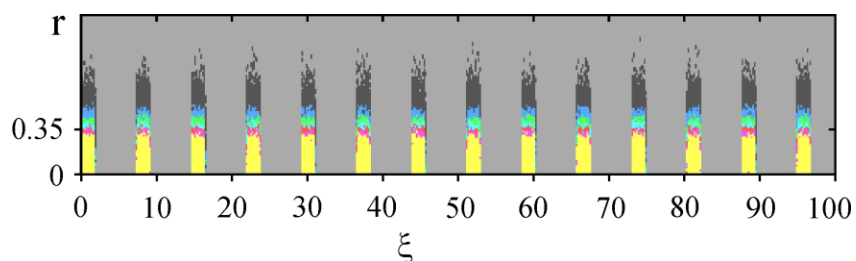


Рис. 2.53. Просторовий розподіл густини  $n_b$  послідовності прямокутних згустків  $\Delta\xi_b=\lambda/4$  біля межі інжекції при густині плазми  $n_e=1,35n_{res}$ ,  $I_b=10^{-3}$ .



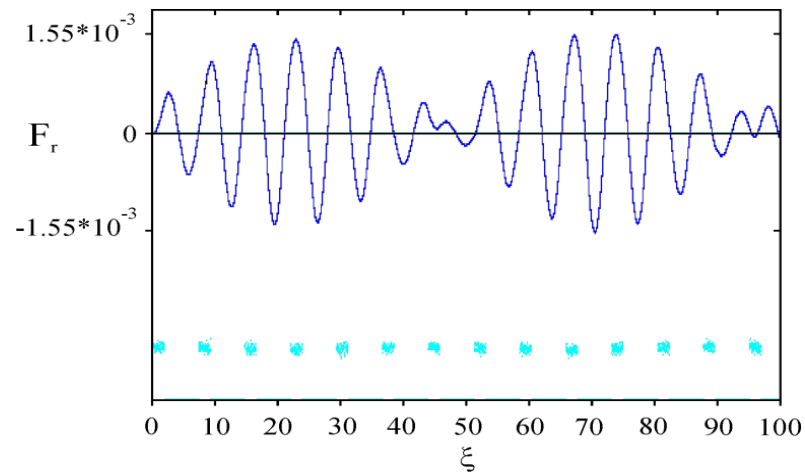


Рис. 2.54. Поздовжній розподіл радіусів  $r_b$  (яскраво блакитний) послідовності прямокутних згустків  $\Delta\xi_b=\lambda/4$  і радіальної фокусувочої кільватерної сили  $F_r$  (синій) біля межі інжекції при густині плазми  $n_e=1.35n_{\text{res}}$ ,  $I_b=10^{-3}$ .

За допомогою методів числового моделювання було порівняно фокусування в нерезонансному (див. рис. 2.55)  $\omega_m < \omega_{pe}$  та резонансному (див. рис. 2.56)  $\omega_m = \omega_{pe}$  випадках.

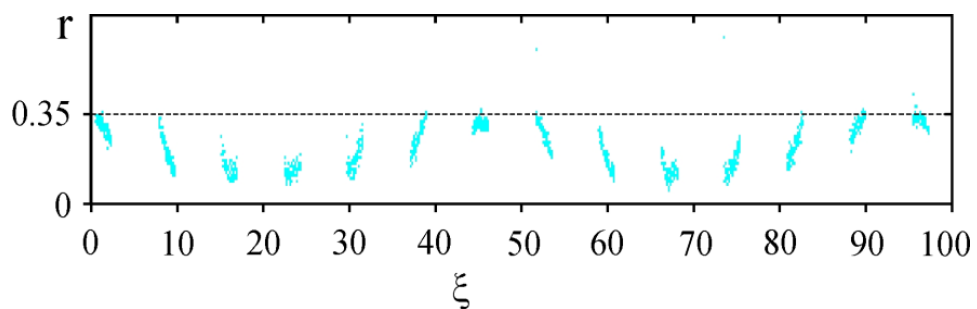


Рис. 2.55. Поздовжній розподіл радіусів  $r_b$  (яскраво блакитний) послідовності прямокутних згустків  $\Delta\xi_b=\lambda/4$  при густині плазми  $n_e=1.35n_{\text{res}}$ ,  $I_b=10^{-3}$  після їх фокусування на відстані  $z=50\text{см}$  від межі інжекції.

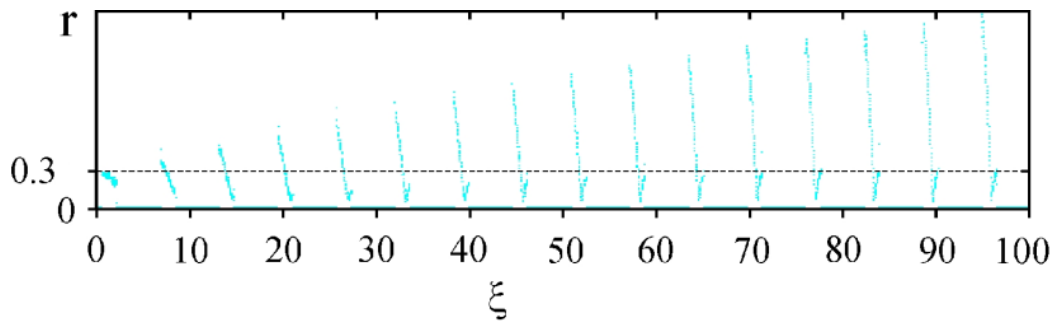


Рис. 2.56. Поздовжній розподіл радіусів  $r_b$  (яскраво блакитний) резонансної послідовності прямокутних згустків  $\Delta\xi_b = \lambda/4$  при густини плазми  $n_e = 1,35n_{\text{res}}$ ,  $I_b = 10^{-3}$  після їх фокусування / дефокусування на відстані  $z = 50\text{см}$  від межі інжекції.

Видно, що в нерезонансному випадку всі згустки фокусуються за винятком фронтів биття, де вони не фокусуються.

Розглянуто довгу профільовану за лінійним законом послідовність коротких гауссівських згустків, проміжок між якими дорівнює довжині хвилі (див. рис. 2.57).

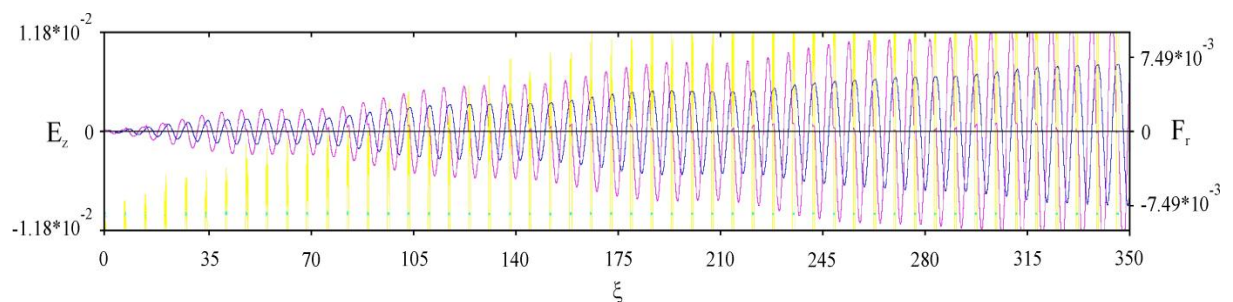


Рис. 2.57. Поздовжній розподіл радіусів  $r_b$  (яскраво блакитний) і густини  $n_b$  згустків (жовтий) довгої послідовності профільованої за лінійним законом послідовності дуже коротких згустків, радіальної кільватерної сили  $F_r$  (синя) і поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (рожева) біля межі інжекції при струмі згустку  $I_b = 10^{-3}$ .

Видно, що всі згустки знаходяться в максимумах фокусуєчого поля і при цьому слабо гальмуються, так як знаходяться в нульовому гальмуючому полі від попередніх згустків.

Розглянемо тепер довгу профільовану за лінійним законом послідовність гауссівських згустків, проміжок між якими дорівнює довжині хвилі, а довжини згустків рівні  $\Delta\xi_b = \lambda/5$  (див. рис. 2.58).

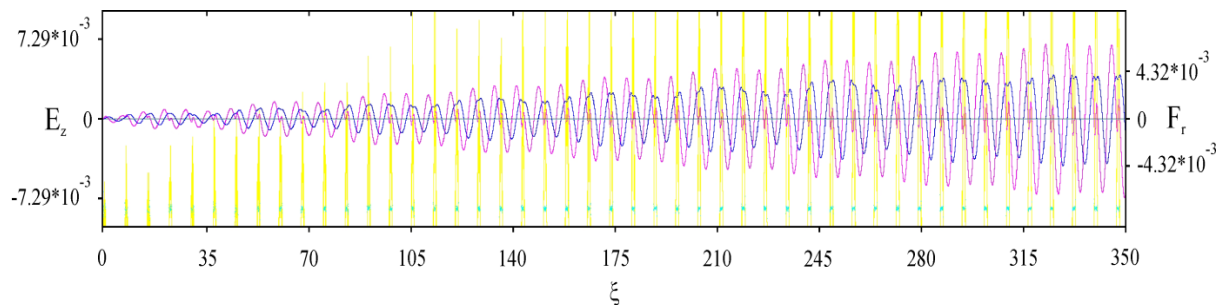


Рис. 2.58. Поздовжній розподіл радіусів  $r_b$  (яскраво блакитний) і густини  $n_b$  згустків (жовтий) довгої послідовності профільованої за лінійним законом послідовності приблизно гауссівських згустків, довжини яких дорівнюють  $\Delta\xi_b = \lambda/5$ , радіальної кільватерної сили  $F_r$  (синя) і поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (рожева) біля межі інжекції при струмі згустку  $I_b = 2.5 \times 10^{-3}$ .

Також розглянемо довгу послідовність коротких згустків с передвісником, профільовану за лінійним законом, як уздовж послідовності, так і вздовж кожного згустку (див. рис. 2.59). Проміжок між згустками дорівнює довжині хвилі.

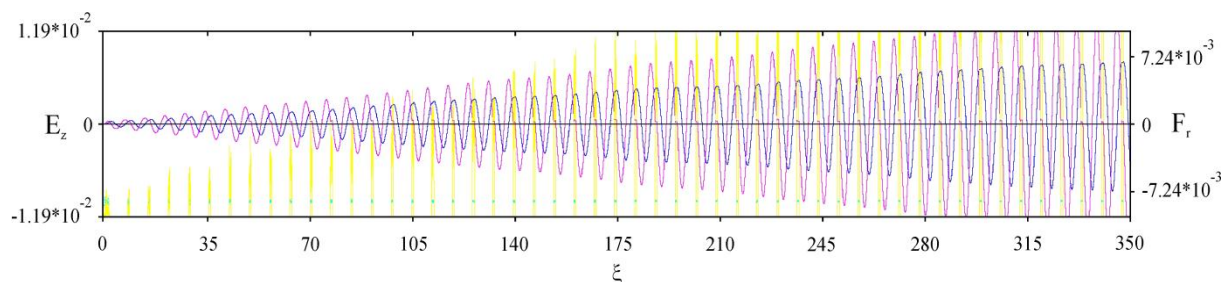


Рис. 2.59. Поздовжній розподіл радіусів  $r_b$  (яскраво блакитний) і густини  $n_b$  згустків (жовтий) довгої послідовності коротких згустків с передвісником,

профільовану за лінійним законом, як уздовж послідовності, так і вздовж кожного згустку, радіальної кільватерної сили  $F_r$  (синя) і поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (рожева) біля межі інжекції при струмі згустку  $I_b=10^{-3}$ .

Видно, що в обох випадках всі згустки знаходяться в максимумах фокусуєчого поля і при цьому в слабкому поздовжнього кільватерному полі  $E_z$ .

Таким чином, згустки профільованої за лінійним законом послідовності і згустки профільованої за лінійним законом послідовності з передвісником опиняються в максимальних фокусуєчих полях.

## Висновки до розділу 2

Таким чином в даному розділі був знайдений набір параметрів, який дозволяє реалізувати такі поля при яких здійснюється однакове і однорідне фокусування послідовності релятивістських електронних згустків. Аналітично і за допомогою числового моделювання вперше запропоновано і показано, що існує два типи лінз, які забезпечують таке фокусування. Розглянуто фокусуєче поле в залежності від форми згустку релятивістських електронів, які збуджують кільватерне поле. Особливий інтерес представляє собою поле, яке реалізує однорідне фокусування суцільного пучка. Вперше показано, що вздовж всього згустку фокусуєче поле однакове (однорідне), якщо передній фронт цього суцільного пучка буде представлений у вигляді сходинки половинної густини довжиною в половину довжини хвилі.

За допомогою числового моделювання досліджено співвідношення самофокусування за рахунок компенсації об'ємного заряду згустків (для різних фронтів, форми і довжини) у плазмі і фокусування збудженим у плазмі кільватерним полем.

При дослідженні фокусування згустків релятивістських електронів кільватерними полями в нерезонансному випадку, знайдений оптимальний набір параметрів для гарного фокусування. Слід використовувати певну різницю частоти хвилі і частоти проходження згустків при даній довжині згустків. Показано, що для кожної різниці частот  $\omega_{pe}-\omega_m$  існують такі довжини послідовності і довжини згустків, коли всі електрони всіх згустків опиняються в фокусуючих полях. За допомогою числового моделювання продемонстровано, що в максимальних фокусуючих полях опиняються згустки профільованої за лінійним законом послідовності і згустки профільованої за лінійним законом послідовності з передвісником.

Результати, представлені в Розділі 2, були опубліковані в таких статтях і матеріалах наукових конференцій [6, 7, 10]

### **РОЗДІЛ 3**

## **КОЕФІЦІЄНТ ТРАНСФОРМАЦІЇ ПРИ ЗБУДЖЕННІ КІЛЬВАТЕРНОГО ПОЛЯ ДОВГОЇ ПОСЛІДОВНІСТЮ ЕЛЕКТРОННИХ ЗГУСТКІВ У ПЛАЗМІ**

Даний розділ дисертаційної роботи присвячений аналітичному дослідженню коефіцієнта трансформації при збудженні кильватерного поля довгою послідовністю електронних згустків у плазмі. У цьому матеріалі досліджується підвищення коефіцієнта трансформації в лінійному і нелінійному випадках при профілювання заряду за лінійним законом, як уздовж послідовності, так і вздовж кожного згустку з використанням 2d3v-коду LCODE [117].

При використанні кильватерного методу прискорення важливим є коефіцієнт трансформації. Він визначається як  $T_w$  відношення енергії, одержуваної прискорюваними згустками, до енергії, що втрачається довгою послідовністю електронних згустків, які збуджують кильватерних поле при гальмуванні в плазмі. Коефіцієнт трансформації можна наближено визначити як відношення  $T_E = E_2/E_1$  кильватерного поля, яке збуджується в плазмі електронним згустком  $E_2$  до поля, в якому електронний згусток гальмується  $E_1$ .

### **3.1. Коефіцієнт трансформації при збудженні нелінійної кильватерної хвилі в плазмі профільованою послідовністю електронних згустків з лінійно наростаючою густиною заряду**

Відповідно до визначеної в дисертаційній роботі мети необхідно визначити параметри досягнення максимального коефіцієнта трансформації при збудженні кильватерного поля в плазмі. З цією метою було розглянуто збудження кильватерного поля в плазмі профільованою послідовністю згустків [1].

В одновимірному випадку чергування згустків які гальмуються і прискорених згустків, довжини яких менше довжини кільватерної хвилі в плазмі, коефіцієнт трансформації не перевищує двох  $T_E \leq 2$ . При використанні послідовності згустків для збудження кільватерного поля можна збільшити коефіцієнт трансформації. У випадку згустків кінцевих розмірів в [136] запропонований і в [137, 138, 139] досліджений метод збільшення коефіцієнта трансформації. В цьому випадку коефіцієнта трансформації зростає при не дуже великих амплітудах як  $2N$ .  $N$  – число згустків послідовності. При довжинах згустків, рівних половині довжини хвилі, проміжок між згустками дорівнює довжині хвилі.

В [93, 33] знайдено, що в випадку одного довгого згустку, густина якого лінійно наростає по його довжині, може бути досягнутий ще більший коефіцієнт трансформації

$$T_E = 2\pi N, \quad (3.1)$$

де  $N=L_b/\lambda$  – кількість довжин хвиль  $\lambda$ , розташованих на довжині згустку  $L_b$ .

В [1] досліджено збільшення коефіцієнта трансформації в лінійному і нелінійному випадках при профілювання заряду згідно з лінійним законом, як уздовж послідовності, так і вздовж кожного згустку. Довжина згустку дорівнює довжині нелінійної хвилі  $\Delta\xi_b=\lambda$ . Проміжок між згустками також дорівнює  $\delta\xi=\lambda$ . Тоді можна отримати  $T_E>2\pi N$ ,  $N$  - кількість згустків. У цьому матеріалі показано, що такий великий коефіцієнт трансформації може бути досягнутий також для інших довжин згустків  $\Delta\xi_b=\lambda, 2\lambda, \dots$  і для інших відстаней між ними  $\delta\xi=\lambda, 2\lambda, \dots$

У багатьох раніше проведених дослідженнях по  $T_E$  не можна домогтися повного гальмування всіх електронів згустків, тому що гальмуюче поле сильно неоднорідне уздовж згустку. Тому розглянутий випадок, коли гальмуюче поле однорідне уздовж згустку.

Оскільки заряди послідовності згустків і кожного згустку профільовані по довжині за лінійним законом, то заряди згустків відносяться по відомому

закону 1, 3, 5, і т.д., тобто  $Q_n = (2n-1)Q_1$ . Спочатку розглянемо випадок одного згустку, який інjektується в плазму. Перед згустком на деякій відстані поміщаємо прямокутний згусток довжиною  $\lambda/4$  і малої густини. При певному струмі згустку після нього утворюється електронна порожнина і укручення (див. рис. 3.1).

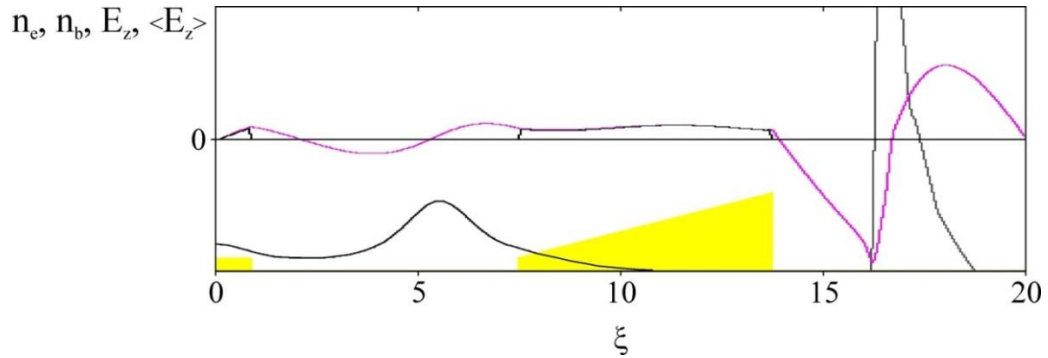


Рис. 3.1. Поздовжнє розподілення кільватерного електричного поля  $E_z$  поблизу осі (рожева крива), усередненого поздовжнього кільватерного поля, що діє на згусток  $\langle E_z \rangle$  (чорна),  $\langle E_z \rangle = \int E_z n_b r dr / \int n_b r dr$ , густини послідовності електронних згустків  $n_b$  (жовта крива).

З рис. 3.1 видно, що всі електрони згустку гальмуються приблизно в однаковому поздовжньому електричному полі  $E_z$ . Іншими словами, гальмуюче згустки поздовжнє електричне поле  $E_z$  приблизно не залежить від координати вздовж згустку.  $T_E \approx 8,7$ , що більше  $2\pi$ . перевищення близько 30%. З рис. 3.2 можна отримати, що  $T_W \approx 7,73$ , тобто  $2\pi < T_W < T_E$ .

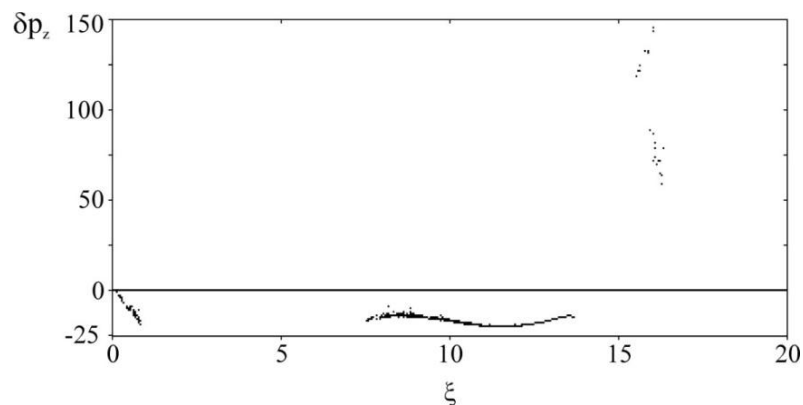


Рис. 3.2. Зміна поздовжнього імпульсу  $\delta p_z$  згустків при збудженні ними кільватерного поля.  $\delta p_z$  нормований на  $m_e c^2$ .  $t$  нормовано на електронну



плазмову частоту  $\omega_{pe}$ .

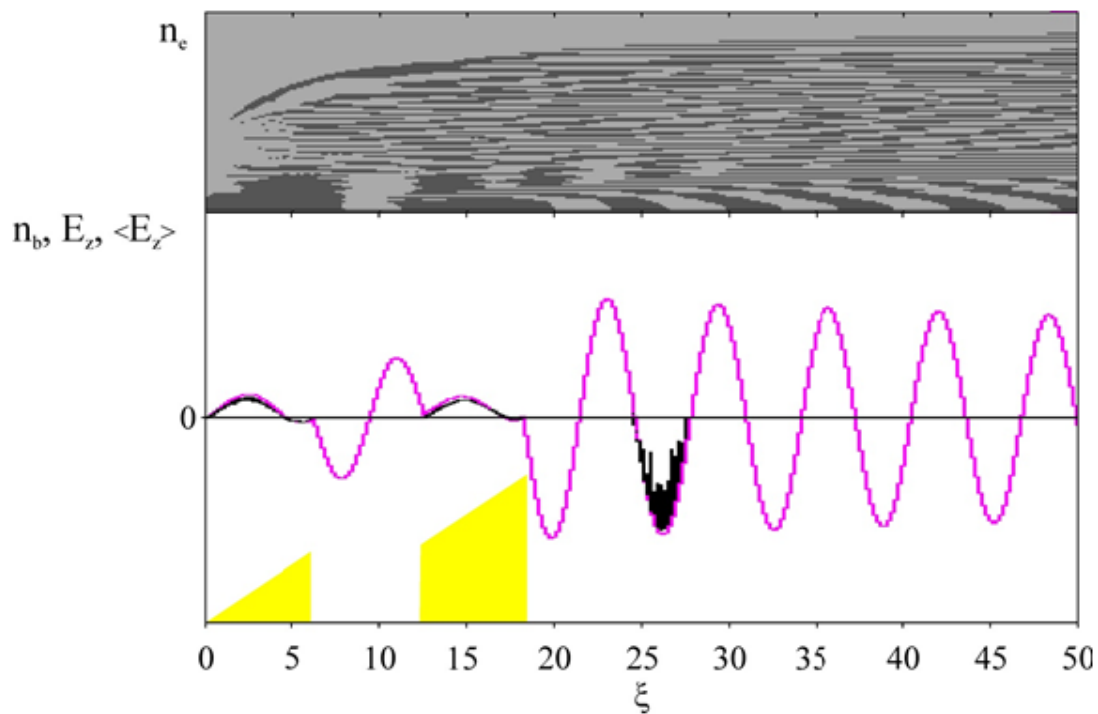


Рис. 3.3. Поздовжнє розподілення кільватерного електричного поля  $E_z$  поблизу осі (рожева), усередненого поздовжнього кільватерного поля, яке діє на згусток  $\langle E_z \rangle$  (чорна),  $\langle E_z \rangle = \int E_z n_b r dr / \int n_b r dr$ , густини послідовності електронних згустків  $n_b$  (жовта).

Тепер розглянемо випадок двох згустків малого струму. У цьому випадку на довжині кожного згустку-драйвера великий розкид значень гальмуючого електричного поля, що призводить до різного гальмування електронів згустків.

Це не дає можливості досягти повного гальмування електронів згустків - драйверів.

В цьому випадку виходить не максимально можливий коефіцієнт трансформації. А саме,  $T_E$  дорівнює  $T_E \approx 3$  після 1-го згустку і  $T_E \approx 6$  після 2-го згустку. Тобто виходить приблизно  $T_E \approx 3N$ ,  $N$  – кількість згустків. Щоб усунути цей недолік, помістимо перед згустками такий же передвісник, як і в випадку одного згустку. Тоді (див. рис. 3.4, 3.5) отримуємо, що всі згустки

гальмуються приблизно в однаковому поздовжньому кільватерному полі  $E_z$ . [8].

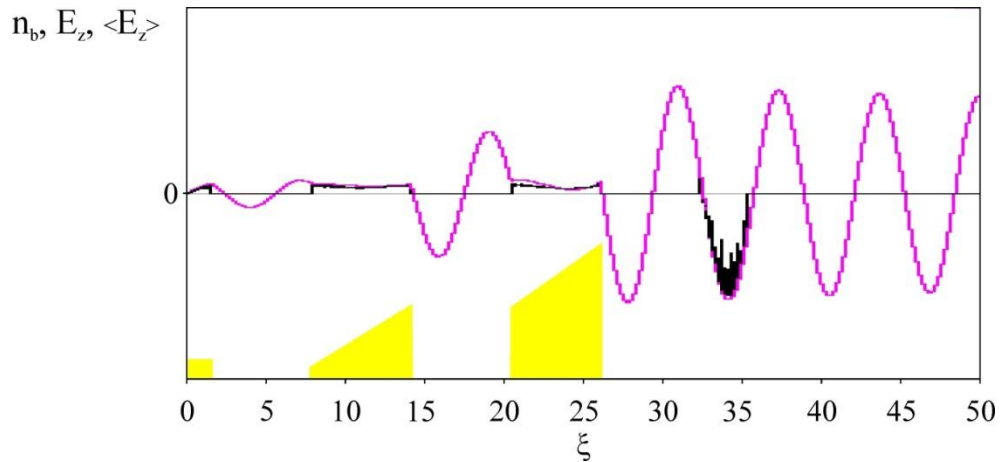


Рис. 3.4. Поздовжнє розподілення кільватерного електричного поля  $E_z$  поблизу осі (рожева), усередненого поздовжнього кільватерного поля, що діє на згусток  $\langle E_z \rangle$  (чорна),  $\langle E_z \rangle = \int E_z n_b r dr / \int n_b r dr$ , густини послідовності електронних згустків  $n_b$  (жовтий).

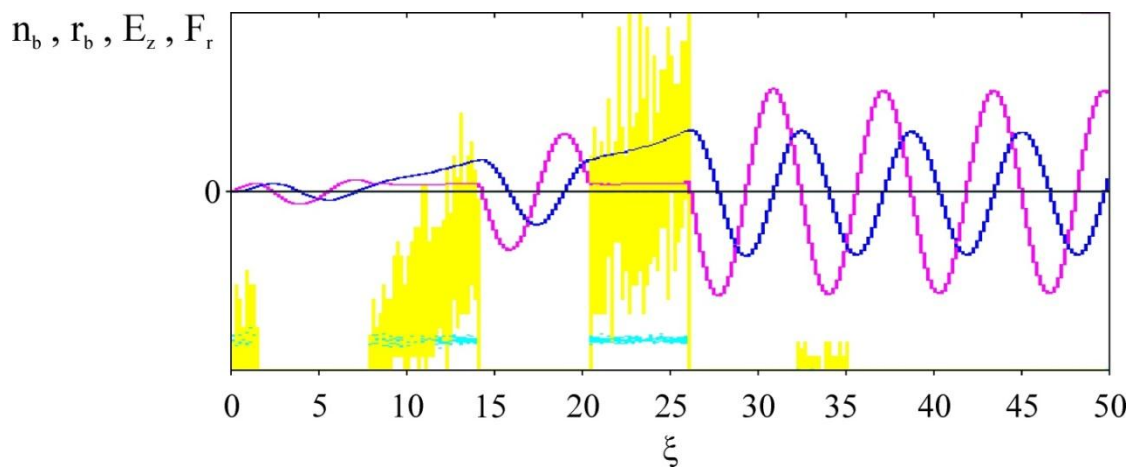


Рис. 3.5. Поздовжнє розподілення кільватерного електричного поля  $E_z$  поблизу осі (рожева крива), радіальної кільватерної сили  $F_r$  (синя), густини послідовності електронних згустків  $n_b$  (жовтий), радіусу згустків  $r_b$  (яскраво блакитний крива), відповідає рис. 3. 4.

Іншими словами, гальмуюче згустки поздовжнє електричне поле  $E_z$  в областях розташування згустків - драйверів приблизно не залежить від координати, як уздовж кожного згустку, так і вздовж послідовності. В цьому

випадку можна домогтися максимального  $T_W$  і повного гальмування драйвера.

Коефіцієнт трансформації дорівнює  $T_E \approx 9,4$  після 1-го згустку і  $T_E \approx 16,4$  після 2-го згустку. Тобто коефіцієнт трансформації більше  $T_E > 2\pi N$  після 1-го згустку в 1,5 рази і після 2-го згустку в 1,3 рази.

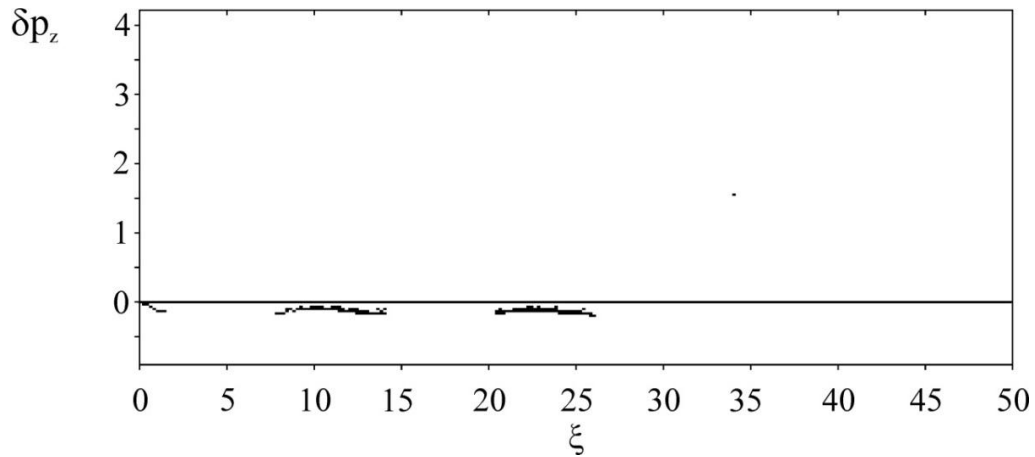


Рис. 3.6. Зміна поздовжнього імпульсу  $\delta p_z$  згустків при збудженні ними кільватерного поля.  $\delta p_z$  нормований на  $m_e c^2$ .

З рис. 3.7 видно, що в нелінійному режимі також всі електрони кожного згустку і всі згустки гальмуються приблизно в однаковому поздовжньому електричному полі  $E_z$ . В цьому випадку можна домогтися максимального  $T_W$  і повного гальмування драйвера.

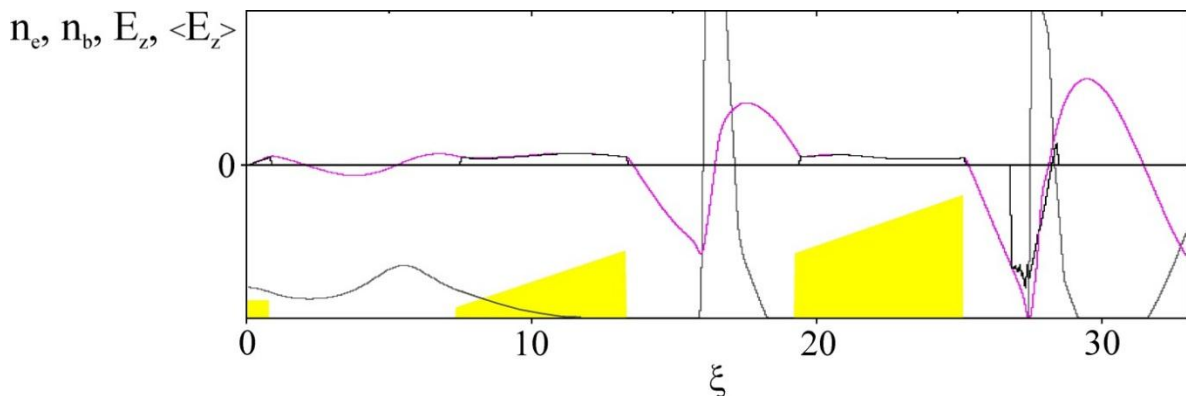


Рис. 3.7. Поздовжнє розподілення кільватерного електричного поля  $E_z$  поблизу осі (рожева крива), усередненого поздовжнього кільватерного поля, що діє на згусток  $\langle E_z \rangle$  (чорна),  $\langle E_z \rangle = \int E_z n_b r dr / \int n_b r dr$ , густини

послідовності електронних згустків  $n_b$  (жовтий крива).

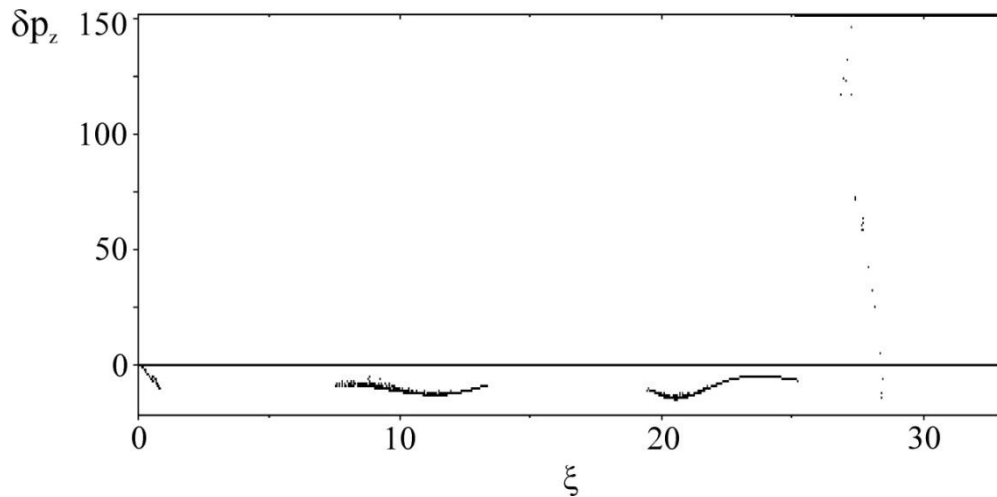


Рис. 3.8. Зміна поздовжнього імпульсу  $\delta p_z$  згустків при збудженні ними кільватерного поля.  $\delta p_z$  нормований на  $m_e c^2$ .  $t$  нормовано на електронну плазмову частоту  $\omega_{pe}$ .

У випадку послідовності з трьох згустків, коли їй передуює передвісник, при певному струмі послідовності після останнього згустку утворюється електронна порожнину і укручення. З рис. 3.9 видно, що всі електрони кожного згустку і всі згустки гальмуються приблизно в однаковому  $E_z$ .

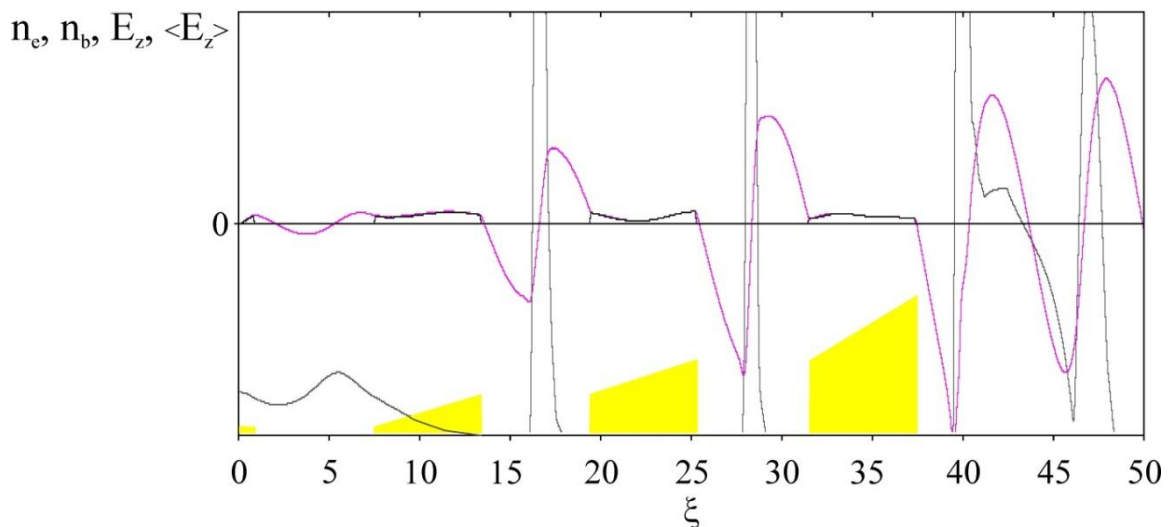


Рис. 3.9. Поздовжнє розподілення кільватерного електричного поля  $E_z$  поблизу осі (рожева крива), усередненого поздовжнього кільватерного поля, що діє на згусток  $\langle E_z \rangle$  (чорна),  $\langle E_z \rangle = \int E_z n_b r dr / \int n_b r dr$ , густини послідовності електронних згустків  $n_b$  (жовтий крива).

З аналізу результатів числового моделювання (див. рис. 3.9) можна отримати, що після 1-го згустку  $T_E=7,4$ , після 2-го згустку  $T_E=14,1$ , після 3-го згустку  $T_E=19,7$ . Це також, як для одного і двох згустків  $T_E > 2\pi N$ , де  $N$  – кількість згустків в послідовності.

Розглянемо послідовність з десяти згустків.

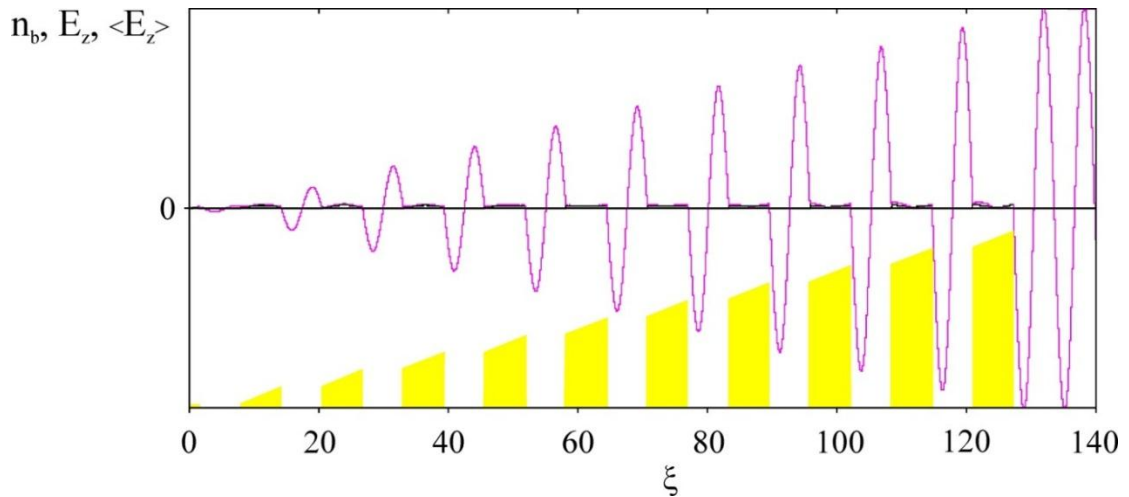


Рис. 3.10. Поздовжнє розподілення кільватерного електричного поля  $E_z$  поблизу осі (рожева крива), усередненого поздовжнього кільватерного поля, що діє на згусток  $\langle E_z \rangle$  (чорная),  $\langle E_z \rangle = \int E_z n_b r dr / \int n_b r dr$ , густини послідовності електронних згустків  $n_b$  (жовтий крива).

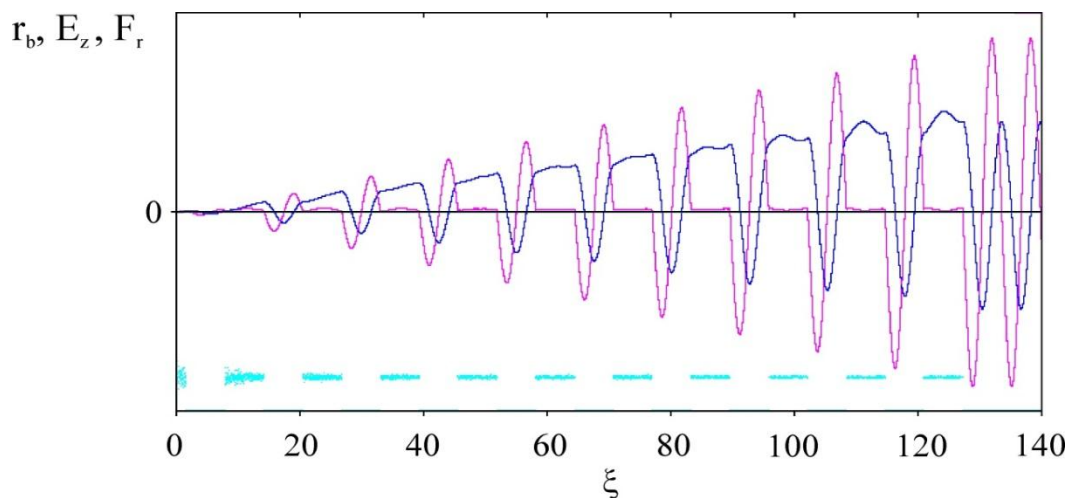


Рис. 3.11. Поздовжнє розподілення кільватерного електричного поля  $E_z$  поблизу осі (рожева крива), радіальної кільватерної сили  $F_r$  (синя), радіусу

згустків  $r_b$  (яскраво блакитна крива), відповідає рис. 3.10.

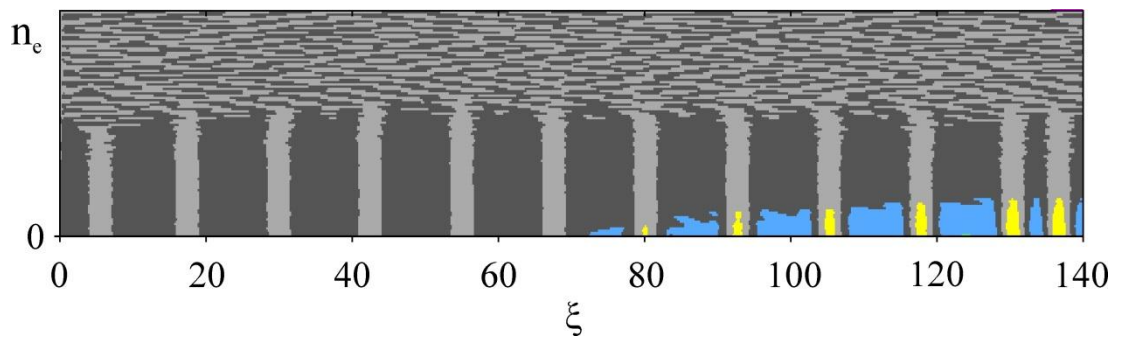


Рис.3.12. Просторовий розподіл густини електронів плазми, який відповідає випадку рис. 3.9.

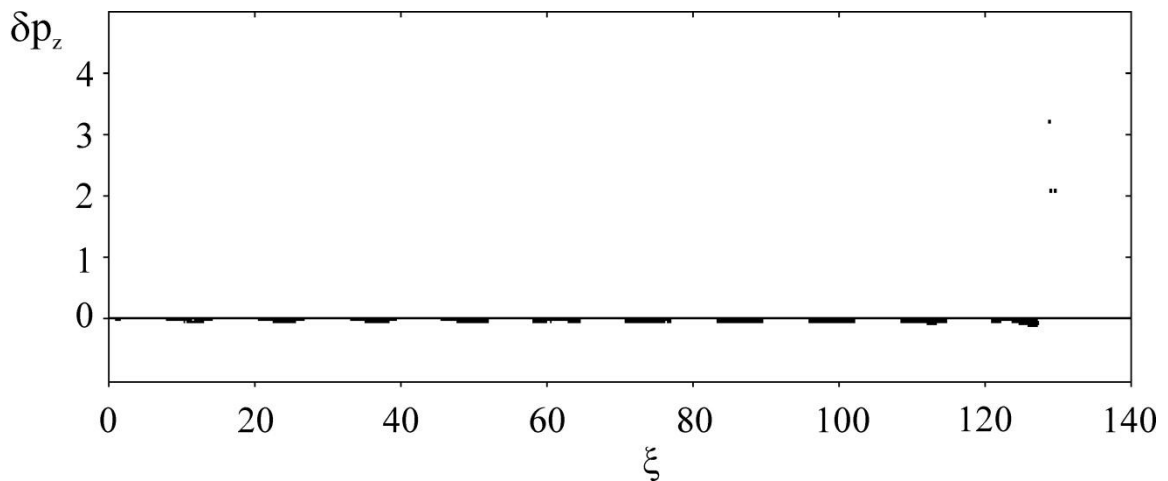


Рис. 3.13. Зміна поздовжнього імпульсу  $\delta p_z$  згустків при збудженні ними кільватерного поля.  $\delta p_z$  нормований на  $m_e c^2$ .

Таким чином, за допомогою числового моделювання показано, що гальмуюче згустки поздовжнє електричне поле  $E_z$  в областях розташування згустків - драйверів приблизно не залежить від координати, як уздовж кожного згустку, так і вздовж послідовності згустків. Тобто вдалося добитися, щоб всі електрони кожного протяжного згустку і всі згустки послідовності гальмувалися майже однаковою силою.

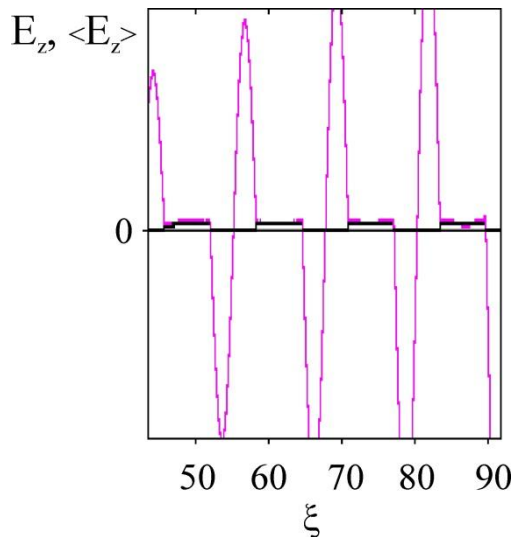


Рис. 3.14. Поздовжнє розподілення кільватерного електричного поля  $E_z$  поблизу осі (рожева), усередненого поздовжнього кільватерного поля, яке діє на згусток  $\langle E_z \rangle$  (чорна),  
 $\langle E_z \rangle = \int E_z n_b r dr / \int n_b r dr$ .

Можна вибрати відстань між згустками яка дорівнює  $\delta\xi = q\lambda$ ,  $q=0, 1, 2, \dots$  (див. рис. 3.15-3.16,  $\delta\xi=2\lambda$  при довжині згустку, що дорівнює довжині хвилі  $\Delta\xi_b=\lambda$ ).

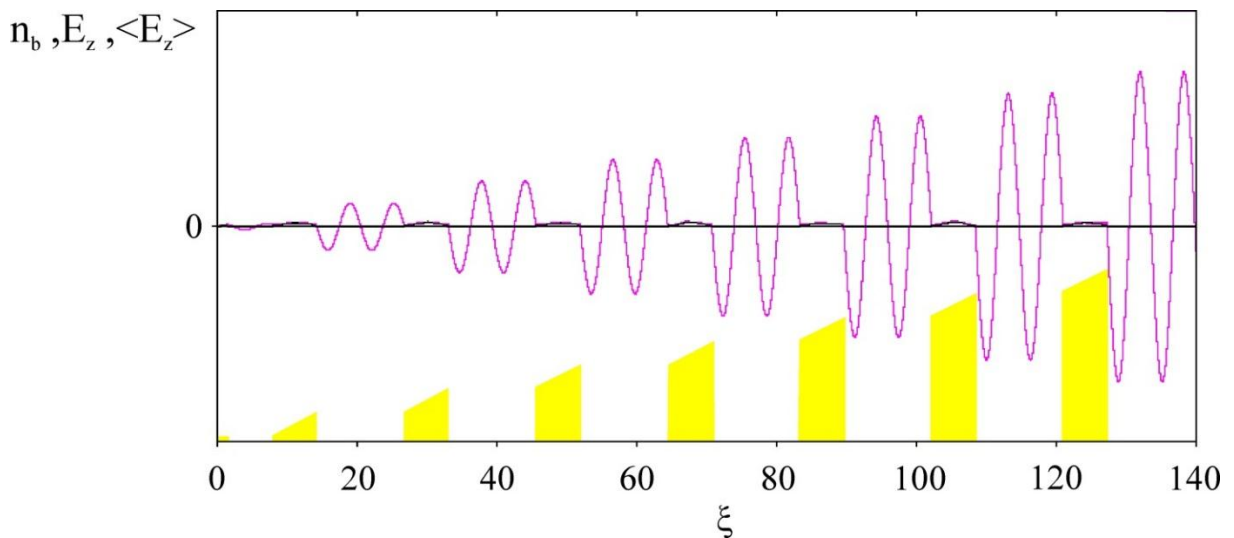


Рис. 3.15. Поздовжнє розподілення кільватерного електричного поля  $E_z$  поблизу осі (рожева), усередненого поздовжнього кільватерного поля, яке діє на згусток  $\langle E_z \rangle$  (чорна),  $\langle E_z \rangle = \int E_z n_b r dr / \int n_b r dr$ , густини послідовності електронних згустків  $n_b$  (жовта).

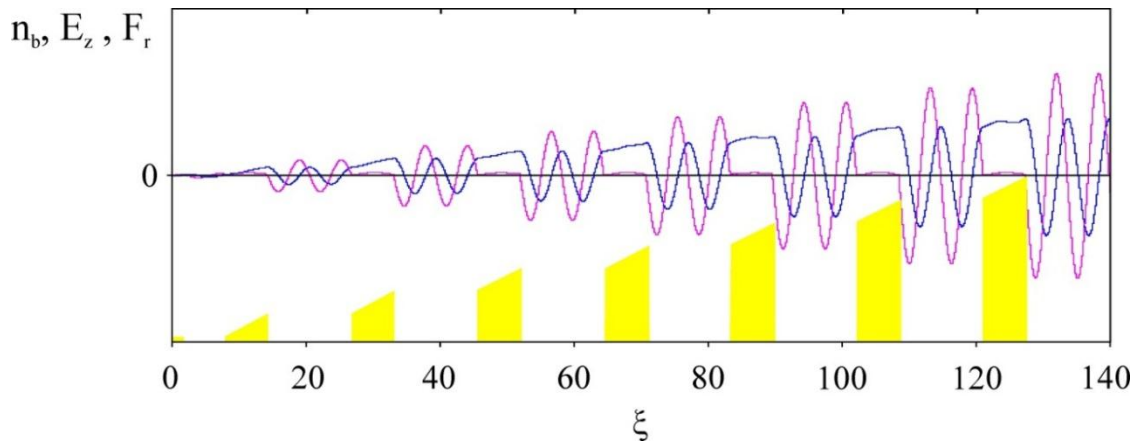


Рис. 3.16. Поздовжнє розподілення кільватерного електричного поля  $E_z$  поблизу осі (рожева крива), радіальної кільватерної сили  $F_r$  (синя), густини послідовності електронних згустків  $n_b$  (жовтий), відпов. рис. 3.15.

Можна вибрати також довжини згустків, рівними  $\Delta\xi_b = p\lambda$ ,  $p=1, 2, 3, \dots$  (див. рис. 3.17 при довжині згустку і відстані між кінцем попереднього згустку і початком наступного згустку, рівними  $\Delta\xi_b = 2\lambda$ ,  $\delta\xi = 2\lambda$ ).

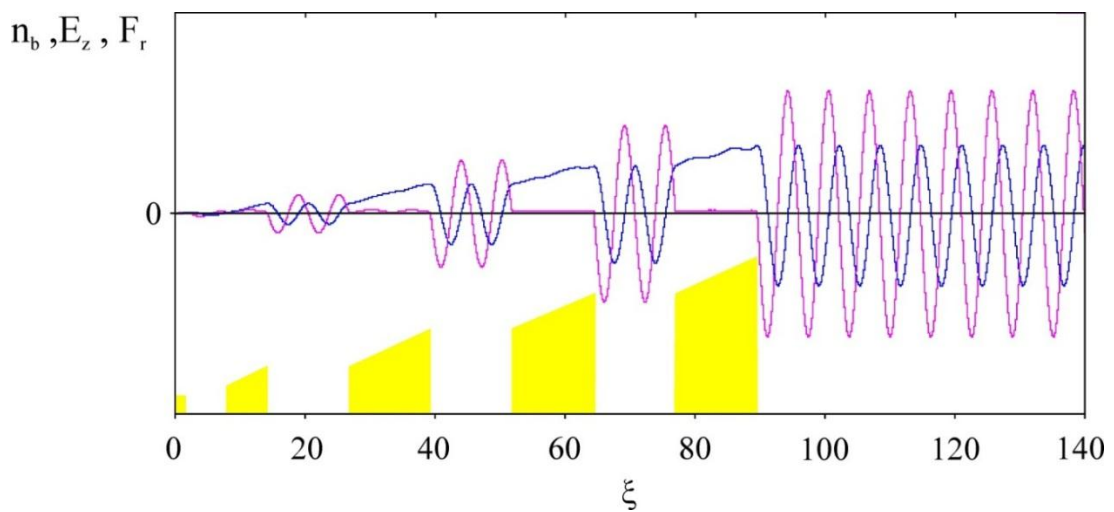


Рис. 3.17. Поздовжнє розподілення кільватерного електричного поля  $E_z$  поблизу осі (рожева крива), радіальної кільватерної сили  $F_r$  (синя), густини послідовності електронних згустків  $n_b$  (жовтий), радіусу згустків  $r_b$  (яскраво блакитний крива).

Показано, що при використанні послідовності згустків, заряд яких профільований за лінійним законом, і при використанні перед послідовністю



короткого згустку - передвісника малого заряду коефіцієнт трансформації більше максимального відомого зараз  $2\pi N$  на  $30\div 50\%$ , де  $N$  – кількість згустків в послідовності.

Це майже ідеальний кільватерний прискорювач, так як можна домогтися максимального  $T_w$  за умови повного гальмування драйверів в майже однакових полях.

Видно, що великий  $T_E$ . Однак уздовж послідовності зростає радіальна кільватерна сила  $F_r$ , яка може привести до нестійкості. Але можна досягти однорідного стаціонарного випадку, якщо підібрати певні вітнеси і узгодити їх з певними драйверами, які чергуються з ними.

Є кілька причин, які змушують побудувати оптимізовану послідовність згустків з максимально відомим зараз  $T_E \approx 2\pi N$ :

- 1) потрібен великий струм прискореного пучка;
- 2) потрібен великий коефіцієнт трансформації  $T_E$ .

Однак при цьому виникають труднощі:

- 1) не можна сильно подовжувати послідовність, профільовану за лінійним законом, тому що максимальний досяжний заряд зараз обмежений;
- 2) з подовженням послідовності, профільованою за лінійним законом, зростає  $F_r$  вздовж неї, що може зруйнувати драйвер.

В результаті побудована нескінченна послідовність електронних згустків - драйверів, які представляють собою обрізані (без носика) трикутники і згустків - вітнесів при  $T_E \approx 2\pi N$ , вітнеси зі значним струмом.

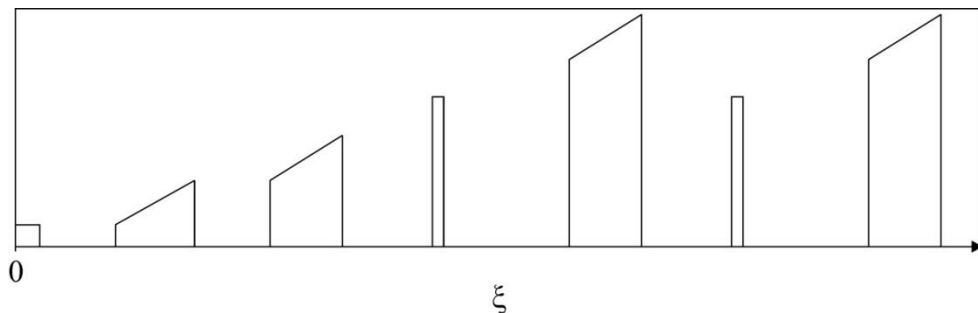


Рис. 3.18. Коротка послідовність електронних згустків, заряд в яких наростає за лінійним законом, як уздовж кожного згустку, так і вздовж послідовності.

В голові послідовності знаходиться прямокутний згусток - передвісник, довжина якого дорівнює  $\lambda/4$ . За цією короткою послідовністю рухається (нескінченно) довга періодична послідовність електронних згустків-драйверів, заряд у яких однаковий, але розподілений по лінійному закону уздовж кожного згустку. Згустки-драйвери цієї довгою послідовності чергуються потужнострумовими згустками - вітнесами.

Заряди періодичної частини послідовності згустків рівні один одному і рівні  $Q_n = (2N-1)Q_1$ ,  $n \geq N$ , де  $N$  – кількість згустків фронтальної частини послідовності зі зростаючим зарядом. Заряд кожного згустку профільований уздовж згустку за лінійним законом.

Однорідні  $E_z$  і однакові  $F_r$  при збудженні нелінійного поля і прискоренні потужнострумового вітнеса необхідні для подальшого застосування в випадку чергування збуджуючих кільватерне поле згустків у вигляді трапецій і щільних прискорених згустків (вітнесів). Тобто після прискореного згустку необхідно ще підсилити кільватерне поле і знову можна його використовувати для прискорення електронів. Тобто після згустків - драйверів можна прискорювати електрони, потім можна ще підсилити кільватерне поле згустками - драйверами і знову можна прискорювати електрони.

Спочатку рухається передвісник. Потім йде послідовність, профільована за лінійним законом, як уздовж кожного згустку, так і вздовж послідовності. Далі йдуть щільні прискорювані згустки, так що амплітуда кільватерного поля зменшується в конкретному розглянутому випадку в 2 рази, які чергуються згустками трапеціями, котрі відновлюють амплітуду кільватерного поля після кожного щільного прискореного згустку (див. рис. 3.19, 3.20, 3.21). І так повторюється до нескінченності.

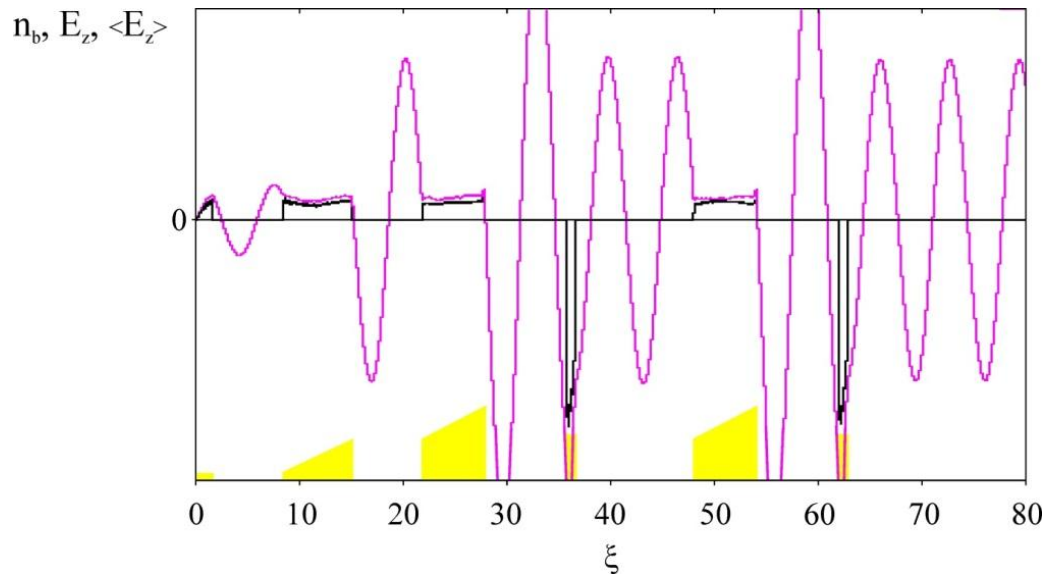


Рис 3.19. Поздовжнє розподілення кільватерного електричного поля  $E_z$  поблизу осі (рожева), усередненого поздовжнього кільватерного поля, що діє на згусток  $\langle E_z \rangle$  (чорная),  $\langle E_z \rangle = \int E_z n_b r dr / \int n_b r dr$ , густини послідовності електронних згустків  $n_b$  (жовтий).

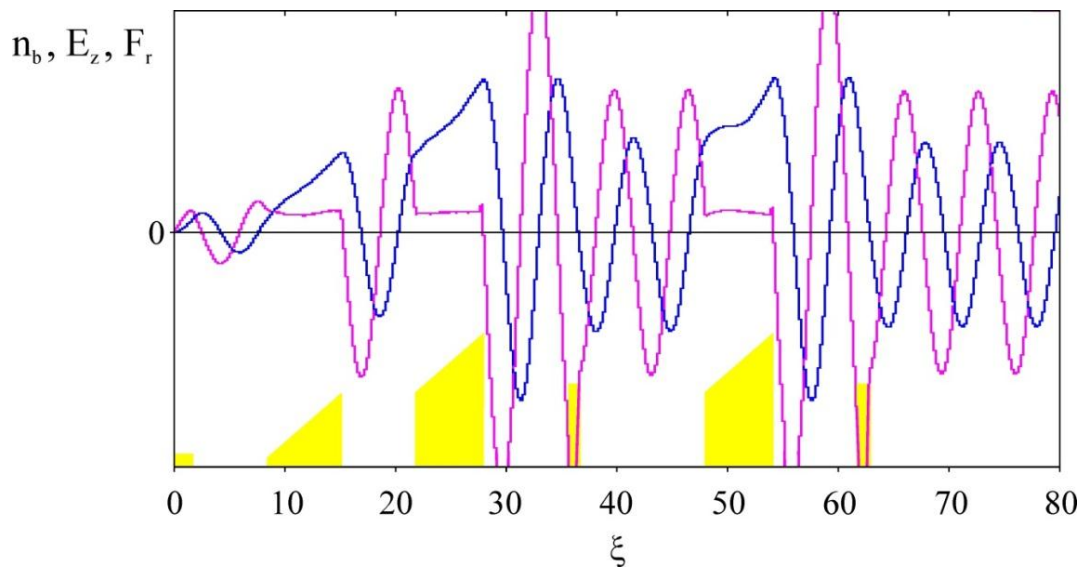


Рис. 3. 20. Поздовжнє розподілення кільватерного електричного поля  $E_z$  поблизу осі (рожева крива), радіальної кільватерної сили  $F_r$  (синя), густини послідовності електронних згустків  $n_b$  (жовтий).

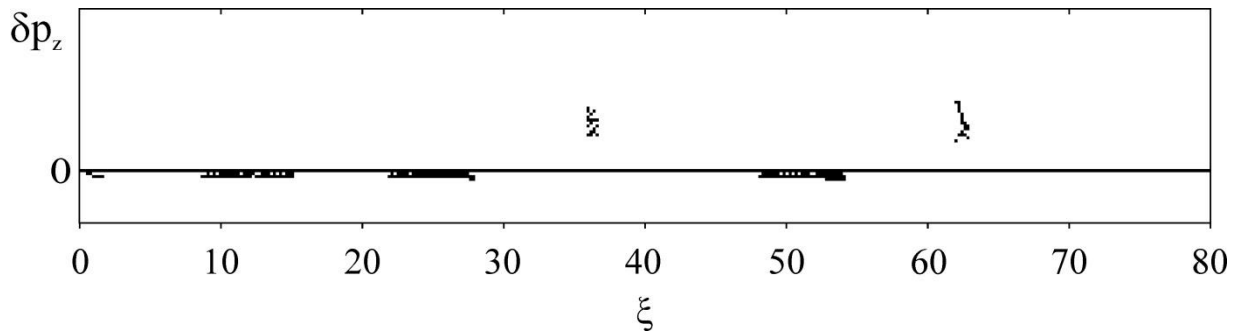


Рис. 3.21. Зміна поздовжнього імпульсу гальмуються і прискорених згустків  $\delta p_z$ . Два точкових прискорених згустки чергуються профільованими згустками-драйверами.  $\delta p_z$  нормований на  $m_e c^2$ .

Переваги даної схеми є не тільки однорідне гальмування, великий коефіцієнт трансформації  $T_E \approx 2\pi N_{fr}$ , великий струм прискорених згустків, а й однакова для всіх згустків - драйверів фокусуюча сила в нелінійному випадку, неоднорідність якої уздовж згустку - драйвера зменшується з ростом кількості згустків - драйверів  $N_{fr}$  із переднього фронту послідовності, заряд яких наростає уздовж послідовності. Однорідне поздовжнє електричне поле  $E_z$  для згустків-драйверів уздовж згустку і уздовж послідовності.

Також був розглянутий випадок збільшення коефіцієнта трансформації за допомогою довгого релятивістського електронного згустку, котрий профільований по косинусу та має довжину значно більшу ніж довжина хвилі. Саме таким чином забезпечується відсутність осцилюючої компоненти кильватерного поля без використання згустку-передвісника [3]. Випадок с передвісником все таки має в 1,5 рази більший коефіцієнт трансформації.

### 3.2. Коефіцієнт трансформації при взаємодії довгої послідовності електронних згустків з плазмою

Перевагою кильватерного методу прискорення [21] є велике прискорююче поле, що дає можливість значно зменшити розміри коллайдерів і прискорювачів [74]. У кильватерному методі прискорення важливим є коефіцієнт трансформації.

В одновимірному випадку двох згустків того, що гальмується і того що прискорюється, довжина яких менше довжини кільватерної хвилі в плазмі [29], коефіцієнт трансформації не перевищує двох  $T_E \leq 2$ . Це впливає з теореми Вільсона. Обійти обмеження, яке визначається теоремою Вільсона, дає можливість використання послідовності згустків для збудження кільватерного поля. В одновимірному випадку ця можливість вивчалася для послідовності згустків, що збуджують кільватерних поле в плазмі [97, 29].

Для випадку збудження максимального прискорюючого поля використовується послідовність, в якій відстань між згустками дорівнює довжині збуджуваної хвилі. В цьому випадку для збудження кільватерного поля в плазмі частота руху згустків дорівнює плазмової частоті. Це дає можливість когерентне скласти збуджені поля і збільшити амплітуду кільватерного поля в  $N$  раз ( $N$  - кількість однакових згустків в послідовності) в порівнянні з кільватерним полем від одного згустку [21, 29]. При цьому, однак, коефіцієнт трансформації зростає з ростом кількості згустків значно повільніше.

Більш швидкий ріст  $T_E$  з ростом кількості згустків послідовності може бути досягнутий [140], якщо всі згустки помістити в фази, де амплітуда кільватерного поля від попередніх згустків дорівнює нулю, так що всі згустки виявляться в однаковому гальмуючому полі, що дорівнює половині збуджуваного кожним згустком кільватерного поля.

Попередній випадок відноситься до «точкових» згустків. Для випадку згустків кінцевих розмірів в [136] запропонований і в [137- 139] досліджений метод збільшення коефіцієнта трансформації, який росте в разі не дуже великих амплітуд як  $2N$ , де  $N$  – кількість згустків послідовності. Для цього необхідно, щоб згустки, довжина кожного із яких дорівнює половині довжини хвилі, розміщувалися через півтори довжини хвилі і перебували в таких же гальмуючих полях, як і перший згусток, заряд якого найменший.

Заряди згустків повинні наростати уздовж послідовності як 1:3:5:7 і т.д. При цьому прискорююче кільватерне поле зростає як

$$E_N = NE_1, \quad (3.2)$$

де  $E_1$ — кільватерне поле після першого згустку. Коефіцієнт трансформації дорівнює

$$T_N = 2N \quad (3.3)$$

Числовим моделюванням досліджено підвищення коефіцієнта трансформації в нелінійному випадку, а також в комбінованому випадку, коли заряди перших десяти згустків послідовності зростають як 1:3:5:7 і т.д., а подальше кінцева кількість однакових «точкових» згустків поміщено в фази, де кільватерне поле від попередніх згустків дорівнює нулю [2].

Промодельємо спочатку відомий випадок [19] резонансної послідовності (частота руху згустків дорівнює частоті кільватерного поля), коли збуджується максимальне кільватерне поле. Розглянемо збудження кільватерного поля в плазмі з густиною  $n_0=10^{11}\text{см}^{-3}$  послідовністю з 49 згустків (див. рис. 3.22), довжини яких дорівнюють  $1/6$  довжини хвилі, що знаходяться в гальмуючих фазах поля. Радіус згустків дорівнює 0,5см, максимальний струм дорівнює 4,47А. 50-й прискорюваний згусток знаходиться в фазі прискорюючого поля (див. рис. 3.23). Із рис. 3.23 видно, що в цьому випадку зв'язок згустків з поздовжнім кільватерним полем максимальний. Кільватерних поле зростає лінійно з числом згустків.

Із рис. 3.23 та рис. 3.24 видно, що коефіцієнт трансформації малий і приблизно дорівнює  $T_E \approx 1$ .

Проведемо профілювання згустків послідовності по фазі. Розглянемо для цього випадку зсув  $N=16$  «точкових» згустків (довжиною 0,3 мм, радіусом 1,7 мм) за фазами відносно хвилі так, що вони опиняються приблизно в нульовому полі хвилі, збудженої попередніми згустками (див. рис. 3.25-3.27). Тоді згустки гальмуються приблизно в однакових полях, які вони самі збуджують (див. рис. 3.26). Тоді  $T_E \approx 8$ , що відповідає  $T_E = 2\sqrt{N}$ . як

бачимо коефіцієнт трансформації,  $T_E \gg 2$ , максимальний досяжний при використуваних параметрах.

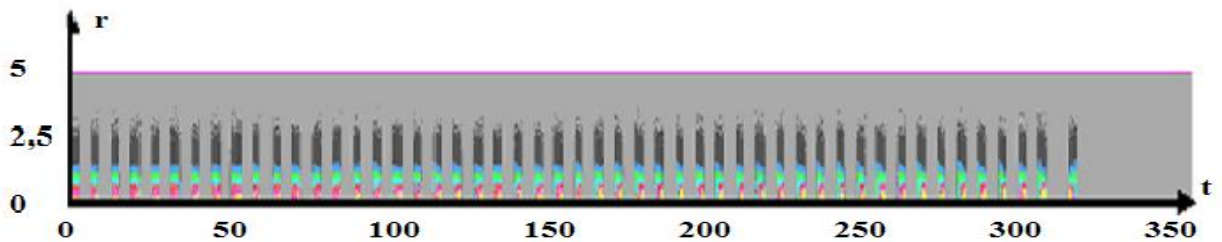


Рис.3.22. Розподіл густини послідовності електронних згустків.  $r$  в см,  $t$  нормовано на  $\omega_{pe}^{-1}$ .

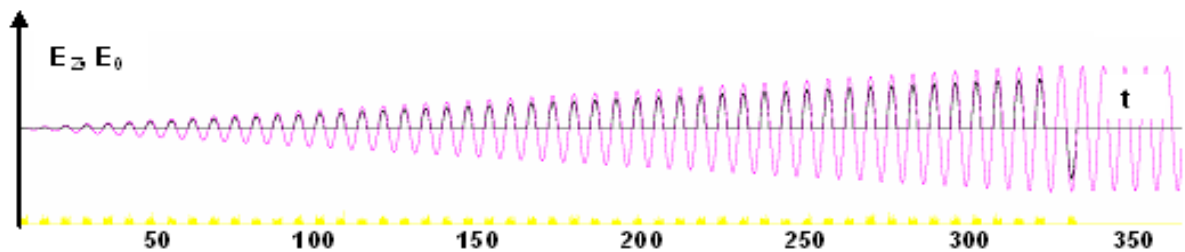


Рис. 3.23. Поздовжнє розподілення кільватерного електричного поля  $E_z$  поблизу осі (рожева крива), величина, пропорційна коефіцієнту зв'язку

$E_0 = \int E_z n_b r dr / \int n_b r dr$  електронів пучка з  $E_z$  (чорна), густини послідовності електронних згустків  $n_b$  (жовтий крива).

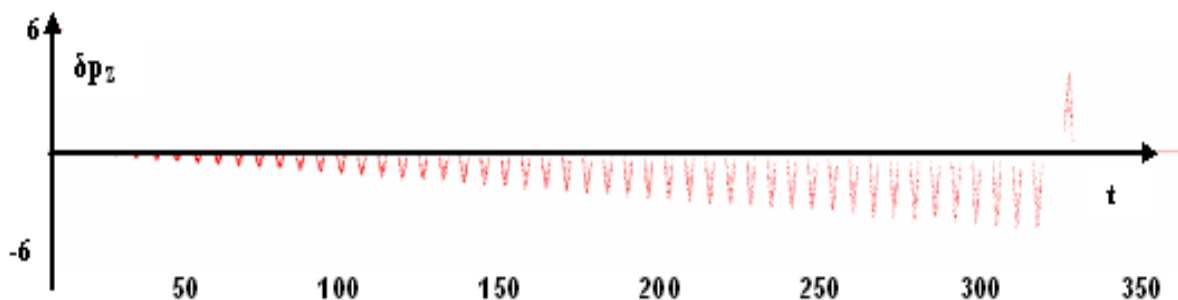


Рис. 3.24. Зміна поздовжнього імпульсу  $\delta p_z$  згустків при збудженні ними кільватерного поля.  $\delta p_z$  нормований на  $m_e c^2$ .

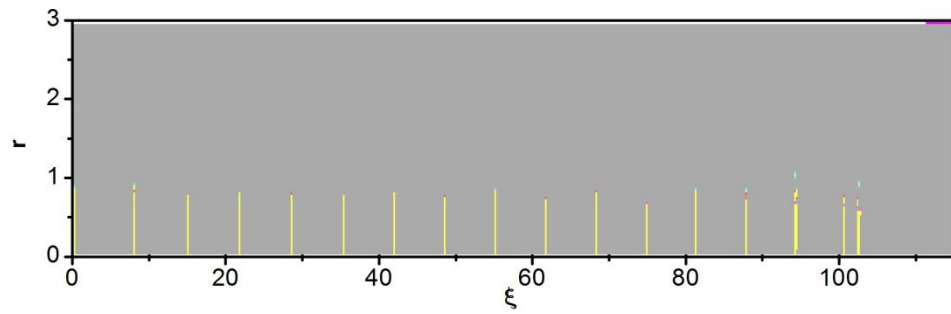


Рис. 3.25. Розподіл густини послідовності електронних згустків  $n_b$

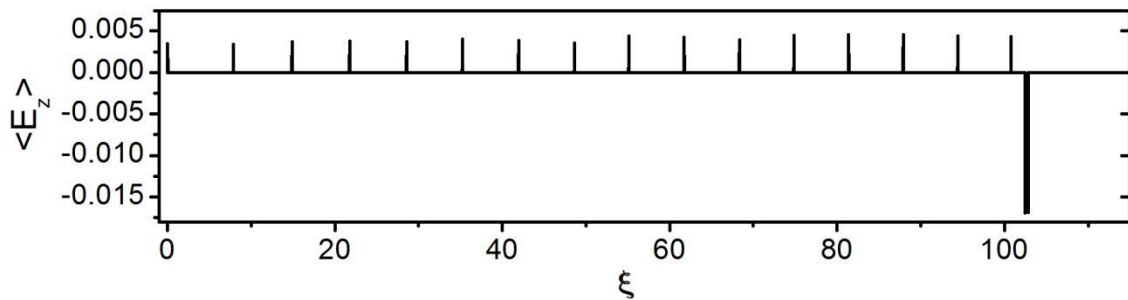


Рис. 3.26. Поздовжнє розподілення кільватерного електричного поля  $\langle E_z \rangle$  в областях розташування електронів згустків - драйверів.

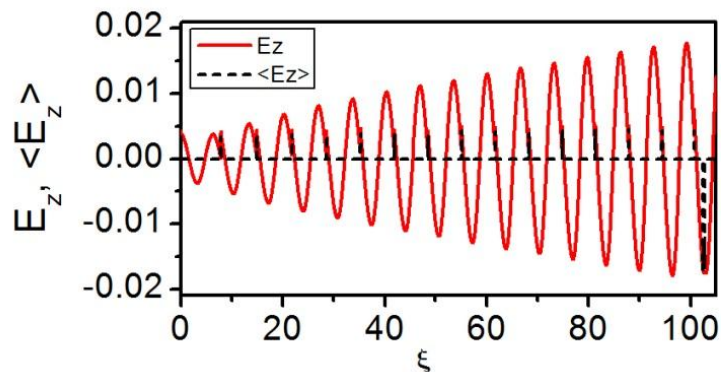


Рис. 3.27. Поздовжнє розподілення кільватерного електричного поля  $E_z$  поблизу осі (рожева крива),  $\langle E_z \rangle$  в областях розташування електронів згустків (чорна крива).

В [93, 33] знайдено, що один довгий згусток, густина якого лінійно наростає по його довжині, може забезпечити коефіцієнт трансформації до

$$T_E = 2\pi \frac{L_b}{\lambda}, \quad (3.4)$$

де  $L_b$  – довжина згустку,  $\lambda$  - довжина хвилі.



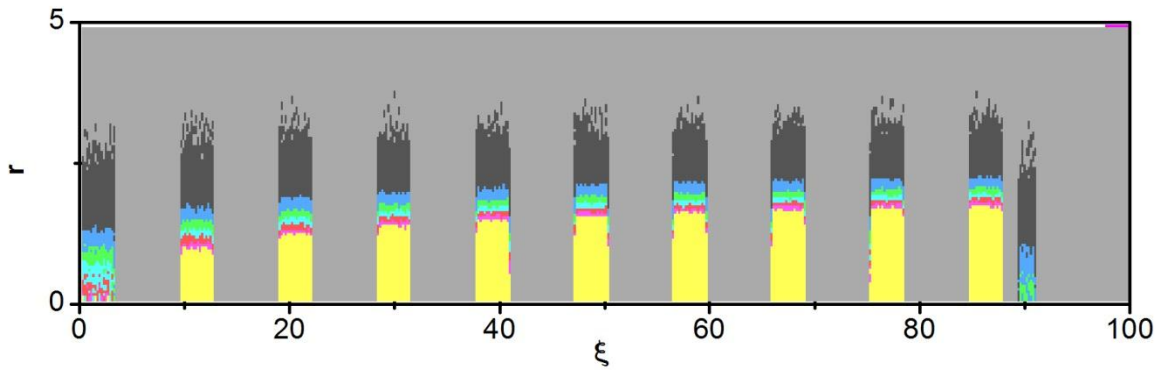


Рис. 3.28. Розподіл густини послідовності електронних згустків  $n_b$ .

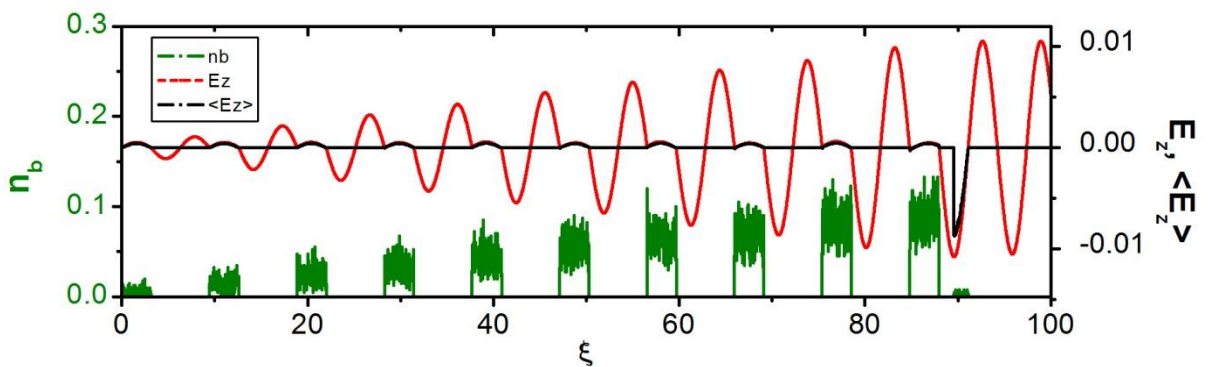


Рис. 3.29. Поздовжнє розподілення кільватерного електричного поля  $E_z$  поблизу осі (червона крива), величина, пропорційна коефіцієнту зв'язку електронів пучка з  $\langle E \rangle$  (чорна крива), густини послідовності електронних згустків  $n_b$  (зелена крива).

Розглянемо випадок для послідовності 10 згустків з відношенням їх зарядів 1, 3, 5, 7, 9, 11, 13, 15, 17, 19; 0,5, тобто  $Q_n = (2n-1)Q_1$ , які інжектуються в плазму з густиною  $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Поздовжні координати згустків рівні  $\xi_n = \xi_1 + 3\lambda(n-1)/2$ . Довжини згустків рівні  $\lambda/2$ . Радіус згустків і їх максимальний струм дорівнюють 0,5 см, 71,5 А. Перші фронти згустків (прямокутних в поздовжньому напрямку і гауссівських по радіусу) поміщені в гальмівні поля, які дорівнюють нулю (див. рис. 3.28-3.30). В цьому випадку  $T_E \approx 20$ ;  $T_E \approx 2N$ .

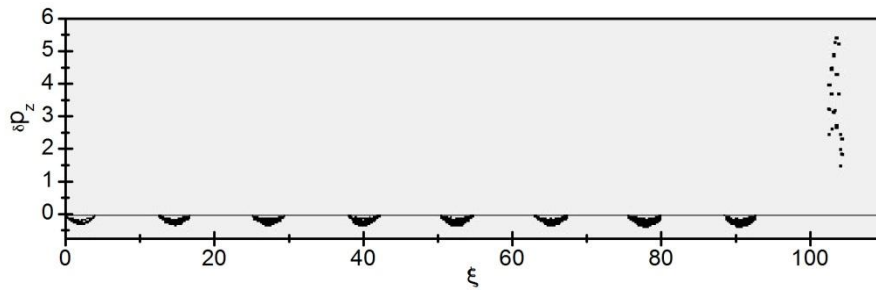


Рис. 3.30. Зміна поздовжнього імпульсу  $\delta p_z$  згустків при збудженні ними кільватерного поля.  $\delta p_z$  нормований на  $m_e c^2$ .

Розглянуто випадок профілювання заряду послідовності згустків в нелінійному режимі. Враховано, що в нелінійній хвилі області фокусуючих сил ширше, ніж області дефокусуючих сил. Маємо в своєму розпорядженні 3 згустки драйвери (див. рис. 3.31-3.32) і підібрано їх заряди так, щоб передні фронти згустків потрапляли в нульове гальмуюче поле від попередніх згустків, і вони всі гальмувалися в однакових полях.

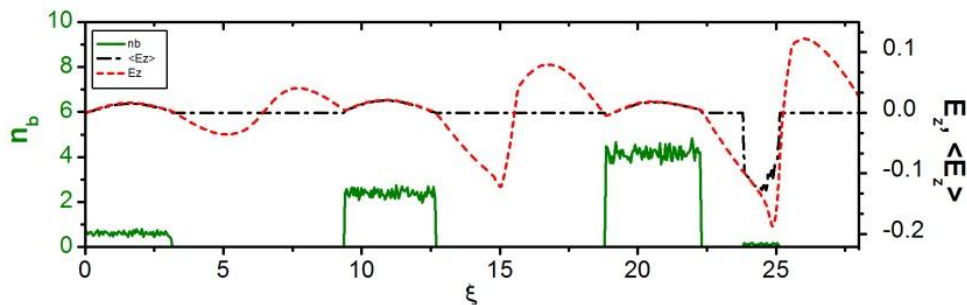


Рис. 3.31. Поздовжнє розподілення кільватерного електричного поля  $E_z$  поблизу осі (рожева крива), величина, пропорційна коефіцієнту зв'язку  $\langle E \rangle = \int E_z n_b r dr / \int n_b r dr$  електронів пучка з  $E_z$  (чорна), густини послідовності електронних згустків  $n_b$  (зелена крива).

У випадку послідовності трьох згустків ( див. рис.3.32) після кожного згустку- драйвера був згусток вітнес, котрі також прискорюються, що добре видно з числового моделювання.

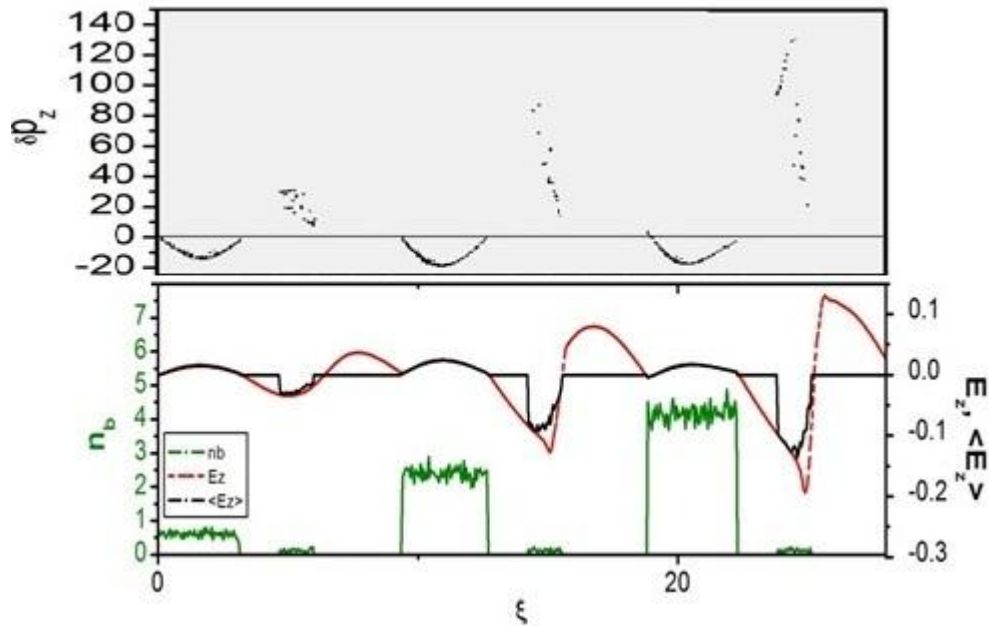


Рис. 3.32. Зміна поздовжнього імпульсу  $\delta p_z$  згустків при збудженні ними кільватерного поля.  $\delta p_z$  нормований на  $m_e c^2$ . Поздовжнє розподілення кільватерного електричного поля  $E_z$  поблизу осі (рожева крива), величина, пропорційна коефіцієнту зв'язку  $\langle E \rangle = \int E_z n_b r dr / \int n_b r dr$  електронів пучка з  $E_z$  (чорна), густини послідовності електронних згустків  $n_b$  (зелена крива).

Чисельно встановлено, що приблизно цьому випадку відповідають довжини згустків, котрі дорівнюють довжинам областей гальмівних полів, а відношення густини згустків дорівнює 0,25; 1; 1,73. Коефіцієнт трансформації при цьому дорівнює  $T_E \approx 2,67; 8; 12$  і після 3-го згустку досягає  $T_E \approx 4N$ . Це співвідношення коефіцієнтів трансформації більше, ніж  $2N$ . За втратами поздовжнього імпульсу співвідношення коефіцієнтів трансформації дорівнює  $T_W = 2, 6, 8$ , тобто більше ніж  $2N$ , але менше, ніж  $T_E$ .

Хоча в разі профільованої послідовності згустки знаходяться в однакових гальмівних полях, сила що фокусує, яка діє на згустки, швидко росте вздовж ланцюжка (див. рис. 3.33), і залежність  $T_E = 2N$  зривається. У

разі не дуже великих амплітуд максимальний коефіцієнт трансформації досягається в разі профільованої послідовності  $N=10$ .

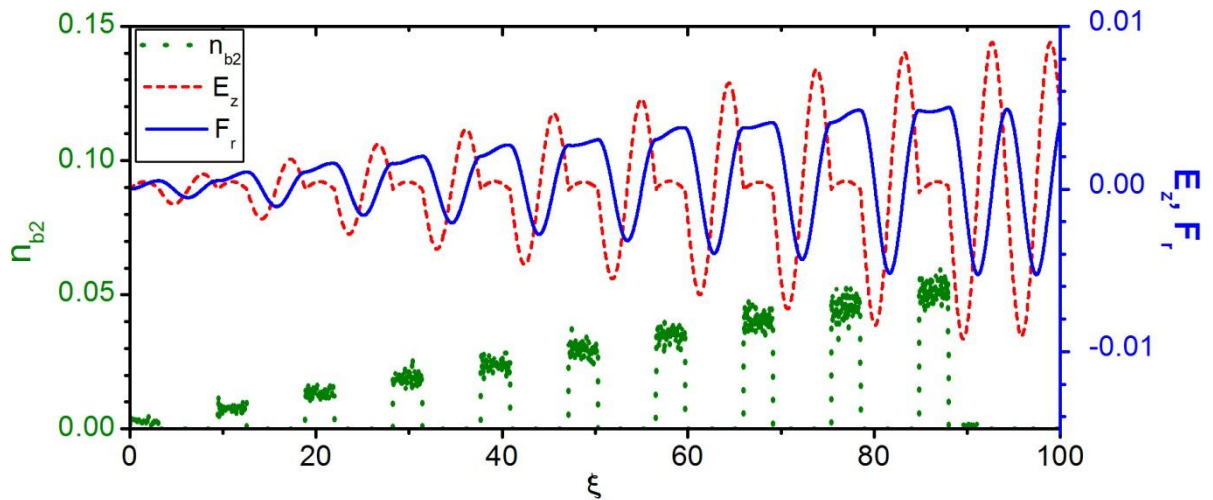


Рис. 3.33. Поздовжнє кильватерне електричне поле  $E_z$  поблизу осі (червона), величина, густина послідовності електронних згустків  $n_{b2}$  послідовності згустків при  $r=r_b$  (зелений), фокусуюча сила  $F_r$  (синя).

При числі згустків  $N>10$  можна використовувати комбінований випадок, а саме, послідовність з 10 профільованих згустків, а наступні згустки розташовувати в фазованому режимі (див. рис. 3.34-3.37).

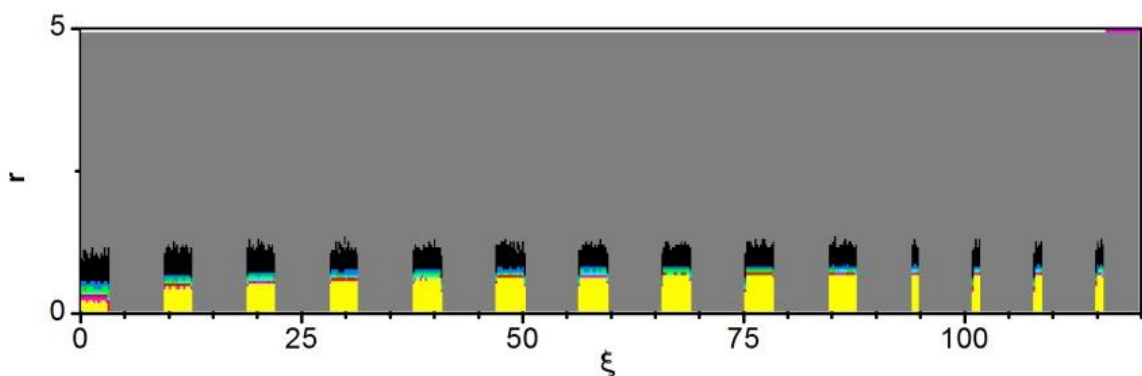


Рис. 3.34. Просторовий розподіл густини послідовності електронних згустків.

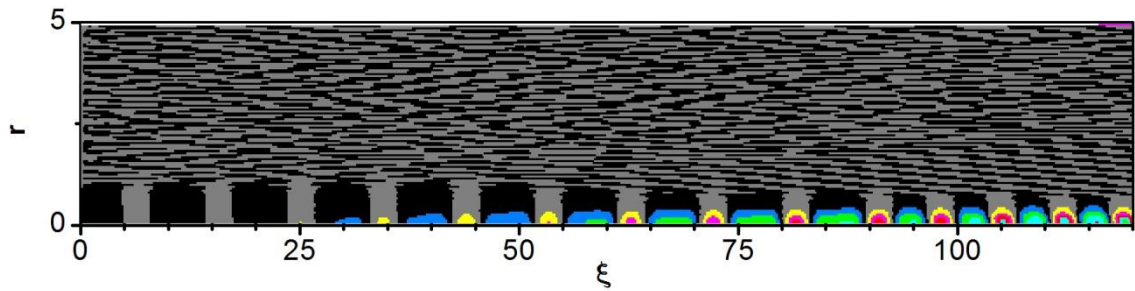


Рис. 3.35. Розподіл густини електронів плазми.

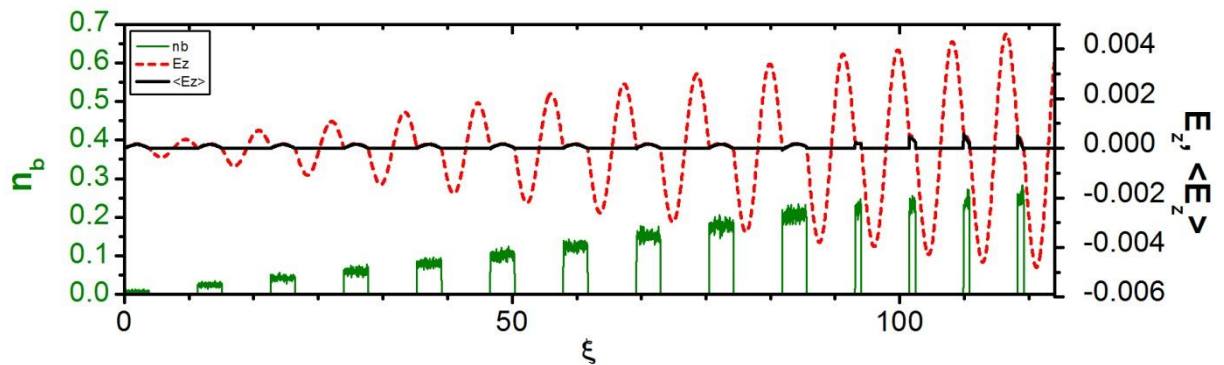


Рис. 3.36. Поздовжнє розподілення кільватерного електричного поля  $E_z$  поблизу осі (червона крива), величина  $\langle E_z \rangle$ , пропорційна коефіцієнту зв'язку електронів пучка з  $E_z$  (чорна крива), густини послідовності електронних згустків  $n_b$  (жовта)

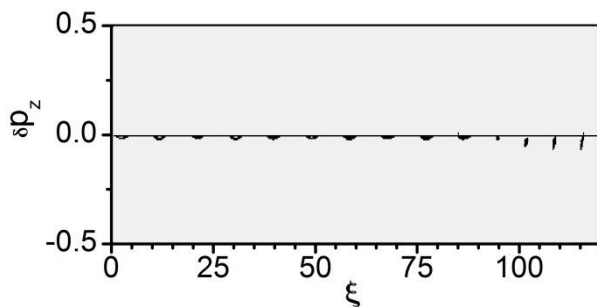


Рис. 3.37. Зміна поздовжнього імпульсу згустків при збудженні ними кільватерного поля.

Таким чином, переконалися, що профільована по заряду послідовність згустків забезпечує в нелінійному режимі коефіцієнт трансформації значно більший, ніж у лінійному режимі. На довгих послідовностях доцільно використовувати комбінацію 10 згустків, профільованих по заряду, а наступні згустки, профільовані по фазі.

### 3.3. Коефіцієнт трансформації при збудженні кільватерного поля лінійно профільованою послідовністю коротких релятивістських електронних згустків у плазмі

У цьому параграфі за допомогою числового моделювання досліджується для параметрів експериментів [19, 141] збудження кільватерного поля довгою послідовністю коротких гауссівських згустків релятивістських електронів і прискорення електронних згустків з малим зарядом в збудженому полі. Вибирається відстань між згустками, яка дорівнює довжині хвилі плюс половина ширини згустку при основі, а також відстань між згустками, яка кратна півтори довжини хвилі. Показано, що великий коефіцієнт трансформації досягається не тільки в цих випадках, а й при варіації параметрів в деякому діапазоні [5].

Проведено дослідження збудження кільватерного поля в плазмі з великим коефіцієнтом трансформації послідовністю згустків з лінійно наростаючим зарядом. Спочатку аналітично порівнюємо кільватерне полі, збуджене резонансною ( $\omega_m = \omega_{pe}$ ,  $\omega_m$  – частота проходження згустків,  $\omega_{pe}$  – електронна плазмова частота) послідовністю прямокутних (однорідних) згустків, що рухаються зі швидкістю  $V_0$ , з відношенням зарядів послідовних згустків, рівним 1:3:5: ... і кільватерне поле, збуджуване послідовністю прямокутних (однорідних) згустків з відношенням зарядів послідовних згустків, рівним 1:3:5: ... с  $1,5\omega_m = \omega_{pe}$ .

В профільованому випадку через  $1,5\lambda$  гальмівне поле  $E_{sl} = E_1/2$ , а прискорююче поле  $E_{ac} = NE_1$ , де  $N$  – число згустків. Тобто після 2-го згустку  $E_{ac} = 2E_1$ , після 3-го згустку  $E_{ac} = 3E_1$ .

В резонансному (профільованому) випадку через  $\lambda$  гальмівне поле після 1-го згустку приблизно дорівнює прискорюючому, а прискорююче поле після 2-го згустку  $E_{ac} = 4E_1$ , після 3-го згустку  $E_{ac} = 9E_1$ , тобто повинно бути  $E_{ac} = N^2E_1$ . Дійсно,

$$W_N - W_{N-1} = \eta \epsilon_N,$$

$$\varepsilon_N = 2\pi e n_b c E_{Nc} / \omega_p, E_{Nc} = E_{N-1} + \beta \delta E_N \quad \beta \approx 1/2.$$

Тоді після 1-го згустку

$$\varepsilon_1 = \pi e n_{b1} c \delta E_1 / \omega_p, W_1 = \eta \varepsilon_1, \delta E_1 = E_1, W_1 = E_1^2 / 4\pi$$

$$E_1^2 / 4\pi = \eta \pi e n_{b1} c E_1 / \omega_p, E_1 = (2\pi)^2 \eta e n_{b1} c / \omega_p.$$

Після 2-го згустку

$$W_2 - W_1 = \eta \varepsilon_2, \varepsilon_2 = 2\pi e 3n_{b1} c E_{Nc} / \omega_p, E_{Nc} = E_1 + \delta E_2 / 2.$$

$$(E_1 + \delta E_2)^2 / 4\pi - E_1^2 / 4\pi =$$

$$= \delta E_2 (E_1 + \delta E_2 / 2) / 2\pi = \eta 6\pi e n_{b1} c (E_1 + \delta E_2 / 2) / \omega_p$$

$$\delta E_2 = 3\eta (2\pi)^2 e n_{b1} c / \omega_p = 3E_1.$$

Значить після 2-го згустку

$$E_2 = E_1 + \delta E_2 = 4E_1.$$

Після N-го згустку

$$W_N - W_{N-1} = \eta \varepsilon_N, \varepsilon_N = 2\pi e n_b c E_{Nc} / \omega_p, E_{Nc} = E_{N-1} + \delta E_N / 2.$$

$$E_N^2 / 4\pi - E_{N-1}^2 / 4\pi =$$

$$= (E_{N-1} + \delta E_N)^2 / 4\pi - E_{N-1}^2 / 4\pi =$$

$$= \delta E_N (E_{N-1} + \delta E_N / 2) / 2\pi = \eta 2\pi e (2N-1) n_{b1} c (E_{N-1} + \delta E_N / 2) / \omega_p,$$

$$\delta E_N = \eta (2\pi)^2 e (2N-1) n_{b1} c / \omega_p = (2N-1) E_1.$$

Тоді

$$E_3 = E_2 + \delta E_3 = 4E_1 + 5E_1 = 9E_1.$$

$$E_N = E_{N-1} + \delta E_N \sim 1 + 3 + \dots + (2N-1)$$

$$1 + 3 + \dots + (2N-1) = 1 + 2 + \dots + 2N - 2(1 + 2 + \dots + N).$$

Оскільки

$$1 + 2 + \dots + N = N(N+1)/2.$$

маємо

$$1 + 3 + \dots + (2N-1) = 2N(2N+1)/2 - 2N(N+1)/2 = N^2.$$

$$E_N = N^2 E_1.$$

Де  $W_N$  – енергія N-го згустку. Тоді на 300 згустках прискорюючі поля в резонансному (профільованому) випадку через  $\lambda E_N^{(res)}$  і в профільованому випадку через  $1,5\lambda E_N^{(sh)}$  відрізняються в

$$E_N^{(res)}/E_N^{(sh)}=N^2E_1/NE_1=N=300.$$

При цьому в профільованому випадку через  $1,5\lambda$  гальмівне поле в 300 разів менше прискорюючого і в  $(300)^2 \approx 10^5$  раз менше поля для резонансного випадку.

Чисельне моделювання було виконано за допомогою коду LCODE. Для числового моделювання були обрані такі параметри:  $n_{res}=10^{11} \text{ см}^3$  – це резонансна густина плазми, яка відповідає відношенню  $\omega_{pe}=\omega_m=2\pi \cdot 2.8 \cdot 10^9$ , релятивістський фактор згустків був обраний рівним п'яти  $\gamma_b=5$ ,  $\omega_m$  – це частота руху згустків,  $\omega_{pe}=(4\pi n_{res}e^2/m_e)^{1/2}$  – це плазмова частота. Густина згустків  $n_b=6 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$  розподілена в поперечному напрямку приблизно по гаусівському розподілу,  $\sigma_r=0.5 \text{ см}$ ,  $\lambda=10.55 \text{ см}$  – довжина хвилі,  $\xi=V_bt-z$ ,  $V_b$  – швидкість згустків. Час унормовано на  $\omega_{pe}^{-1}$ , відстань на  $c/\omega_{pe}$ , густина на  $n_{res}$ , струм  $I_b$  – на  $I_{cr}=\pi mc^3/4e$ , поле – на  $(4\pi n_{res}c^2m_e)^{1/2}$ .

За допомогою числового моделювання вивчено збудження кільватерного поля в плазмі з великим коефіцієнтом трансформації послідовністю згустків з лінійно наростаючим зарядом. Показано, що в випадку, який часто використовується, профілювання згустків-однорідних-циліндрів з відношенням їх зарядів, що дорівнює  $1:3:5: \dots$ , і відстані між згустками, рівному півтори довжини хвилі  $\delta\xi=1.5\lambda$ , при ширині згустків, що дорівнює  $\xi_b=\lambda/2$ , при збудженні ними кільватерного поля в плазмі легко вирішується проблема формування згустку котрий прискорюється. В цьому випадку останній згусток, якщо його заряд малий у порівнянні з зарядом попереднього згустку, стає згустком який прискорюється (див. рис. 3.38-3.40).



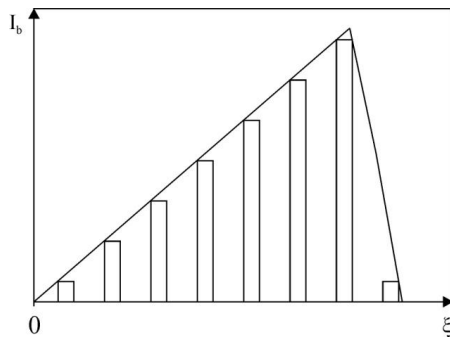


Рис. 3.38. Струм згустків з довжиною згустків  $\xi_b = \lambda/2$ , відстанню між згустками  $\delta\xi = 1.5\lambda$ ,  $q_1:q_2:q_3:\dots = 1:3:5:\dots$  при лінійному наростанні і різкому зменшенні з часом.

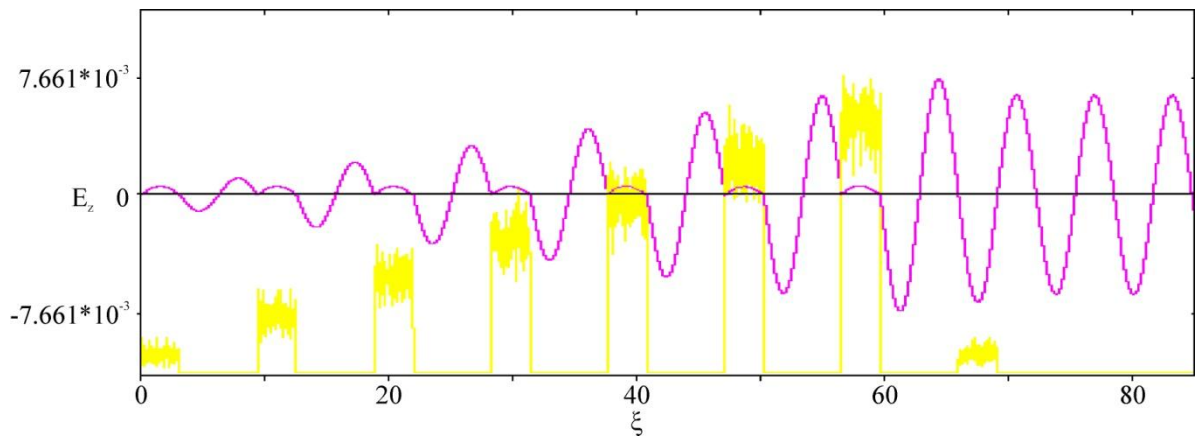


Рис. 3.39. Поздовжнє розподілення густини послідовності електронних згустків  $n_b$  (жовтий) і поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний) в разі послідовності згустків з відношенням зарядів послідовних згустків, рівним  $1:3:5:\dots$  довжиною згустків  $\xi_b = \lambda/2$ .

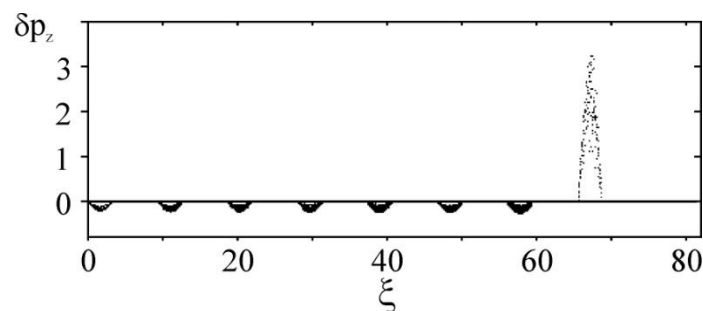


Рис. 3.40. Зміна поздовжнього імпульсу згустків  $\delta p_z$  при збудженні кільватерного поля.

Розглянуто збудження кільватерного поля послідовністю  $N$  згустків з відношенням зарядів послідовних згустків, рівним  $1:3:5:\dots$  з відстанню між

згустками, що дорівнює сумі довжини збуджуваної хвилі  $\lambda$  і ширини згустку  $\Delta\xi_b$  на напіввисоті. Видно з результатів числового моделювання (див. рис. 3.41), що згустки на ділянці послідовності, на якій заряд згустків наростає, потрапляють в малі гальмуючі поля. Таким чином, досягається великий коефіцієнт трансформації

$$T_E \approx \pi N \xi_b / \lambda,$$

який можна визначити як відношення максимального прискорюючого поля  $E_{ma}$  до максимального гальмівного поля  $E_{md}$  в межах згустку  $T_E = E_{ma}/E_{md}$ . Також видно, що на задній ділянці послідовності, на якій заряд згустків спадає, згустки автоматично потрапляють у великі прискорюючі поля.

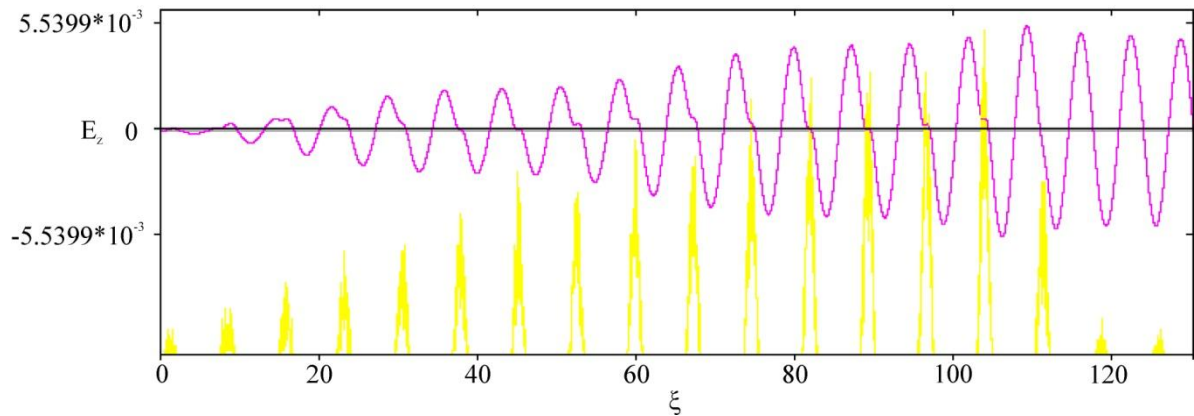


Рис. 3.41. Поздовжні розподілення густини  $n_b$  (жовтий) послідовності згустків і поздовжнього кильватерного поля  $E_z$  (червоний) в разі послідовності згустків з відношенням зарядів послідовних згустків, рівним 1:3:5: ... з відстанню між згустками, рівній сумі довжини збуджуваної хвилі і половини ширини згустку по основі,  $\xi_b = \lambda/2$ ,  $I_b = 0.2 \times 10^{-3}$ .

Якщо згустки формуються захопленням електричним полем на кожному наступному ідентичному проміжку часу електронів з лінійно наростаючою густиною та їх бунчуванням, яке виражається в групуванні суцільного пучка на окремі згустки та при цьому із половини проміжків часу електрони втрачаються, тому відношення заряду послідовності згустків, дорівнює 1:5:9 ... Якщо при цьому відстань між згустками, дорівнює сумі

довжини збудженої хвилі і половини ширини згустку по основі, то з результатів числового моделювання (див. рис. 3.42) амплітуда биття гальмуючого поля, в яке потрапляють згустки більше. Однак коефіцієнт трансформації залишається великим. Знову на задній ділянці послідовності, на якій заряд згустків спадає, згустки потрапляють у великі прискорюючі поля.

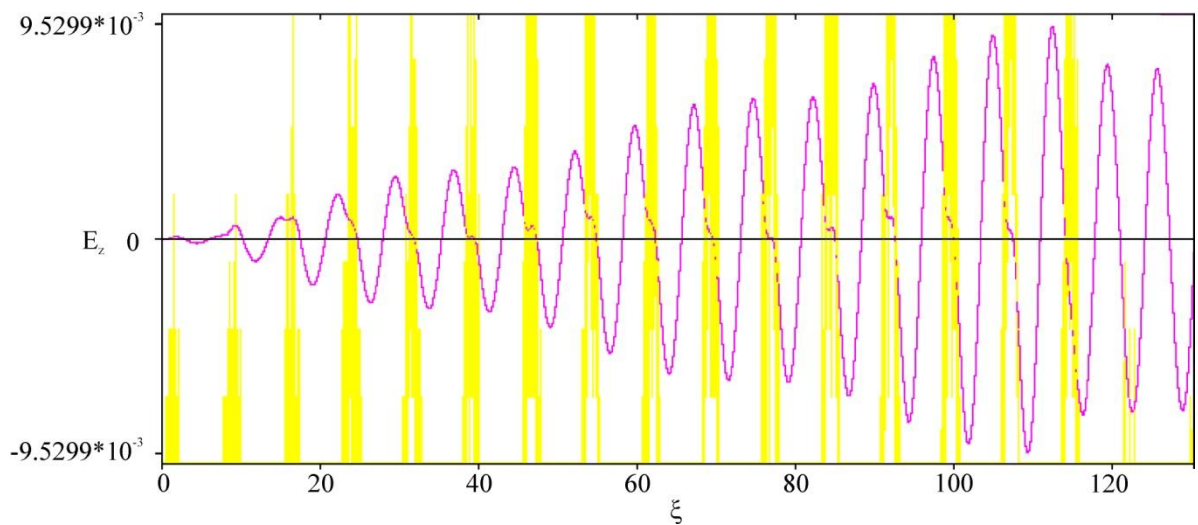


Рис. 3.42. Поздовжні розподілення густини  $n_b$  (жовтий) послідовності згустків і поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний) в разі послідовності 17 згустків з відношенням зарядів послідовних згустків, рівним 1:5:9: ... з відстанню між згустками, рівною сумі довжини збуджуваної хвилі і половини ширини згустку по основі.

В разі послідовності 45 згустків з відношенням зарядів послідовності згустків, рівному 1:5:9: ... збуджене кільватерне поле має вигляд, показаний на рис. 3.43.

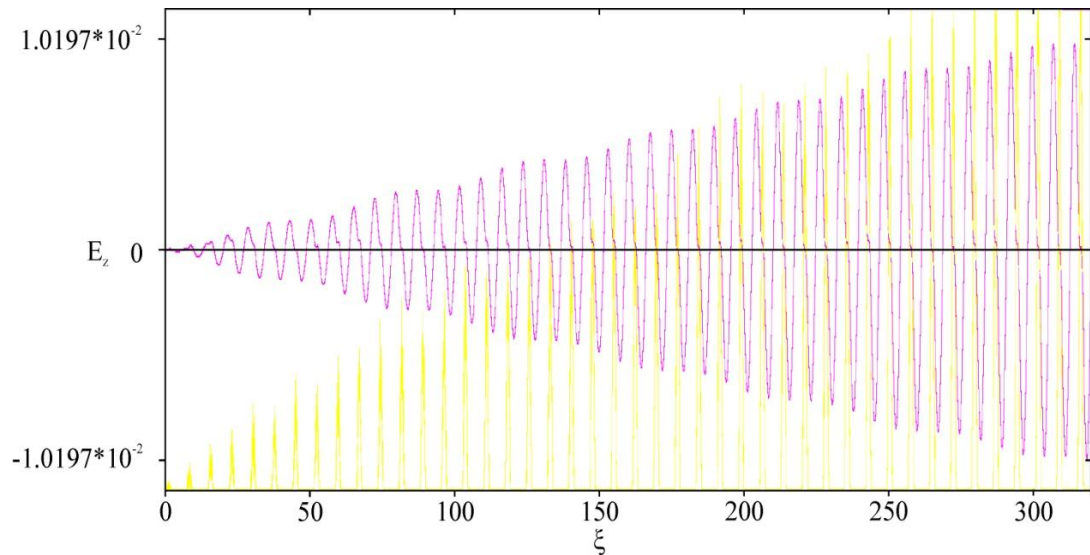


Рис. 3.43. Поздовжні розподілення густини  $n_b$  (жовтий) послідовності згустків і поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний) в разі послідовності 45 згустків з відношенням зарядів послідовних згустків, рівним 1:5:9: ... з відстанню між згустками, рівною сумі довжини збуджуваної хвилі і половини ширини згустку по основі.

У разі послідовності 100 згустків з відношенням зарядів послідовних згустків, рівним 1:3:5: ... збуджене кільватерне поле має вид, показаний на рис. 3.44.

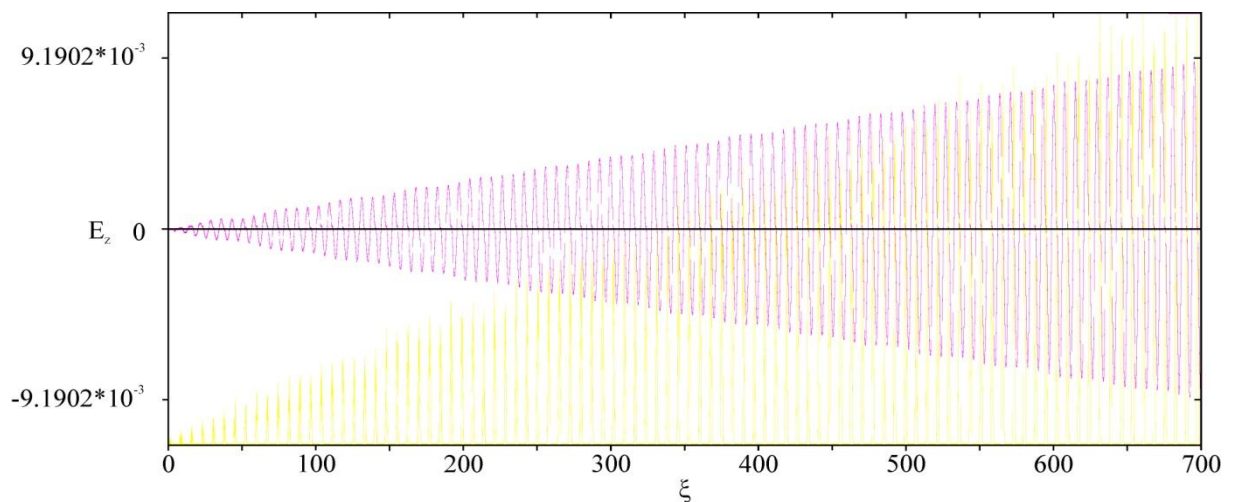


Рис. 3.44. Поздовжні розподілення густини  $n_b$  (жовтий) послідовності згустків і поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний) в разі послідовності 100 згустків з відношенням зарядів послідовних згустків, рівним 1:3:5: ...

Якщо ж співвідношення зарядів послідовних згустків дорівнює  $1:2:3: \dots$  [142] і відстань між згустками дорівнює сумі довжини збудженої хвилі і половині ширини згустку по основі, а заряд згустків розподілений в поздовжньому напрямку по косинусу, збуджене кільватерне поле має вигляд, показаний на рис. 3.45. Видно, що на задній ділянці послідовності, на якій заряд згустків спадає, згустки автоматично потрапляють у великі прискорюючі поля.

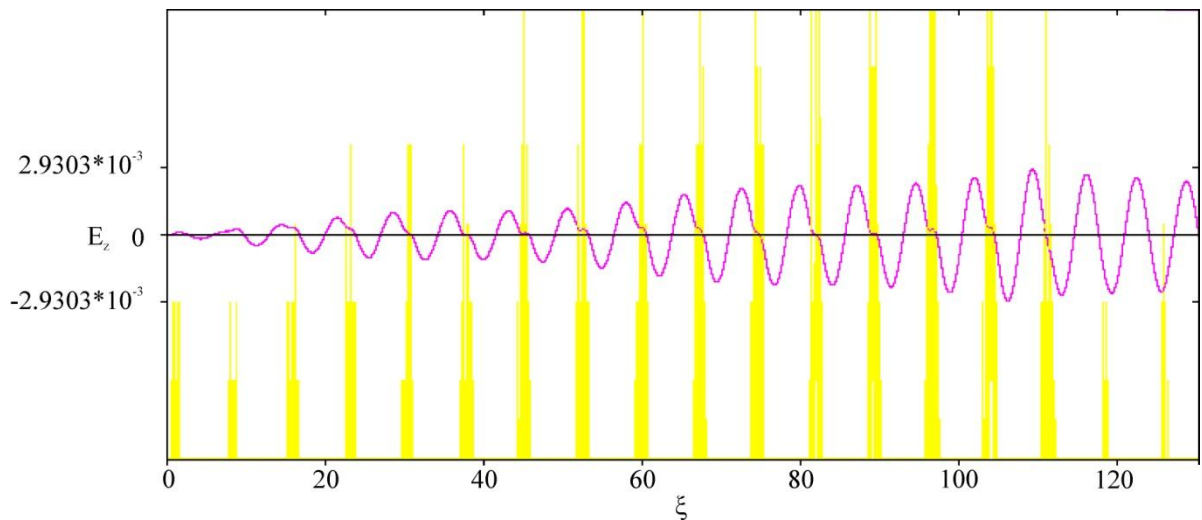


Рис. 3.45. Поздовжні розподілення густини  $n_b$  (жовтий) послідовності згустків і поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний) в разі послідовності згустків з відношенням зарядів послідовних згустків, рівним  $1:2:3: \dots$  з відстанню між згустками, рівною сумі довжини збуджуваної хвилі і половині ширини згустку по основі.

Якщо відстань між згустками, заряд яких розподілено в поздовжньому напрямку по косинусу, дорівнює півтори довжини хвилі, довжини згустків по основі дорівнюють довжині хвилі, а відношення зарядів послідовних згустків, рівне  $1:3:5: \dots$ , то збуджуване кільватерне поле має вигляд, показаний на рис. 3.46. Видно, що для основної частини електронів згустків гальмуюче поле мале і приблизно однакове. При цьому згустки знаходяться в досить однорідних близьких фокусуєчих полях (див. рис. 3.46) за рахунок

того, що згустки потрапляють в ями густини щільності електронів плазми (див. рис. 3.47).

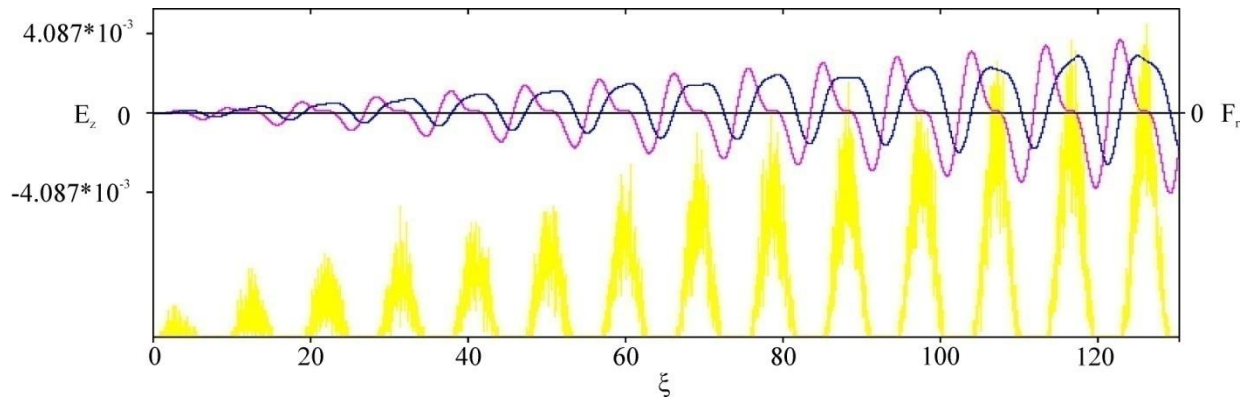


Рис. 3.46. Поздовжні розподілення густини  $n_b$  (жовтий) послідовності згустків і поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний) і радіальної сили котра фокусує  $F_r$  в разі послідовності згустків з відношенням зарядів послідовних згустків, рівним 1:3:5: ... , з відстанню між згустками, рівною півтори довжини хвилі, довжини згустків по основі рівні довжині хвилі.

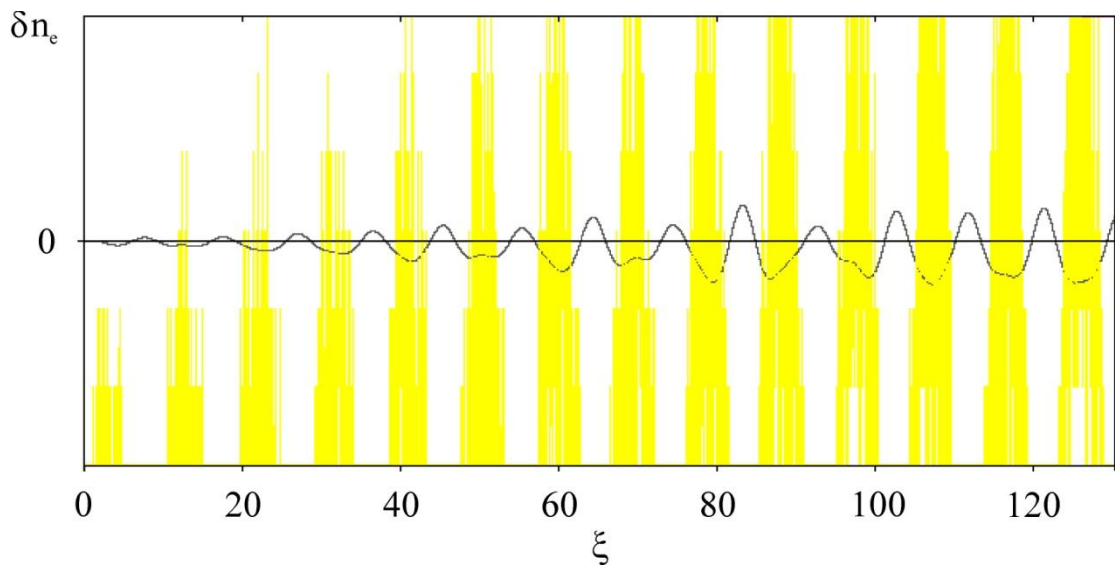


Рис. 3.47. Поздовжні розподілення густини  $n_b$  (жовтий) послідовності згустків і густини електронів плазми  $n_e$  в разі послідовності згустків з відношенням зарядів послідовних згустків, рівним 1:3:5: ... з відстанню між згустками, рівною півтори довжини хвилі, довжини згустків по основі рівні довжині хвилі.

Якщо відстань між згустками, заряд яких розподілено в поздовжньому напрямку по косинусу, дорівнює двом з половиною довжинам хвиль, довжини згустків по основі рівні довжині хвилі, а відношення зарядів послідовних згустків, рівне  $1:3:5: \dots$ , то збуджуване кільватерне поле має вигляд, показаний на рис. 3.48. Видно, що для основної частини електронів згустків гальмуюче поле також мале і приблизно однаково.

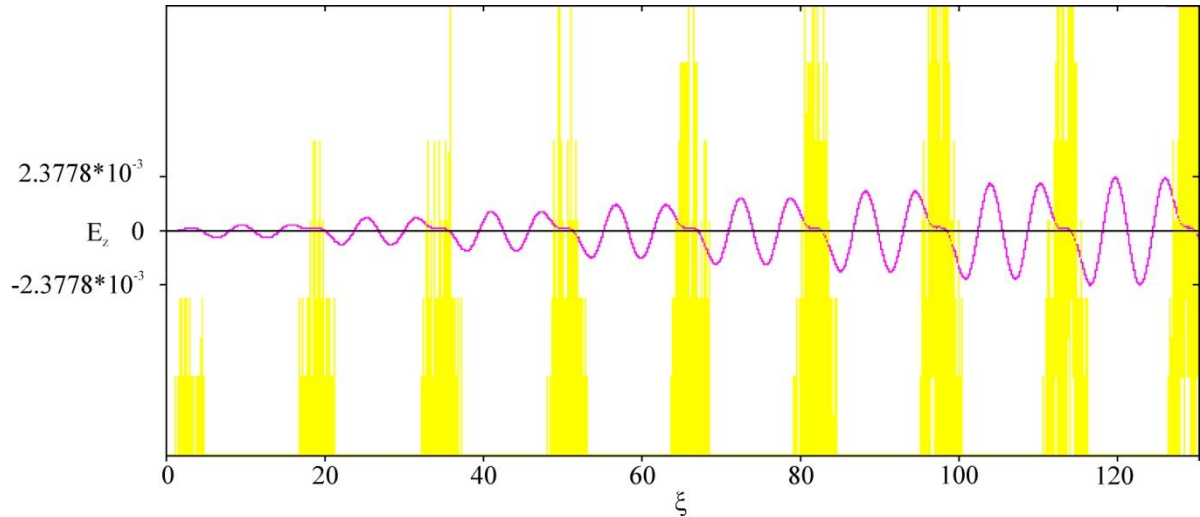


Рис. 3.48. Поздовжні розподілення густини  $n_b$  (жовтий) послідовності згустків і поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний) в разі послідовності згустків з відношенням зарядів послідовних згустків, рівним  $1:3:5: \dots$  з відстанню між згустками, що дорівнює двом з половиною довжинам хвиль, довжини згустків по основі рівні довжині хвилі.

У разі лінійного профілювання зарядів послідовності згустків як уздовж згустків, так і вздовж послідовності зі згустком - передвісником досягається великий коефіцієнт трансформації (див. рис. 3.49)

$$T_E \approx 2\pi N \Delta \xi_b / \lambda.$$



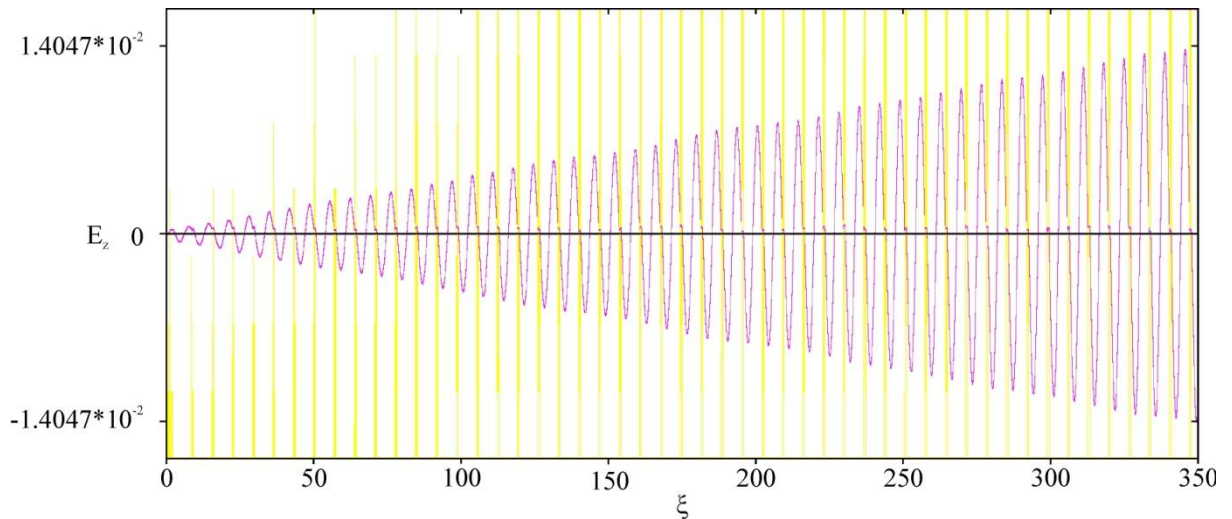


Рис. 3.49. Поздовжні розподілення густини  $n_b$  (жовтий) послідовності згустків і поздовжнього кильватерного поля  $E_z$  (червоний) в разі лінійного профілювання зарядів послідовності згустків, як уздовж згустків, так і вздовж послідовності зі згустком - передвісником.

Видно, що як амплітуда кильватерного поля, так і коефіцієнт трансформації ростуть із зростанням числа збуджуючих кильватерне поле згустків.

Розглянуто діапазон варіації параметрів, при яких коефіцієнт трансформації залишається великим. Числове моделювання показує, що коефіцієнт трансформації  $TR$  і прискорююче поле залишаються великими в разі варіації параметрів від  $2\pi V_0/\omega_m = \lambda + \Delta\xi_b$  до  $2\pi V_0/\omega_m = \lambda + \Delta\xi_b \pm \Delta\xi_b/2$ . Однак в цих випадках поля, які гальмують, і їх просторові розподіли різні.

Коефіцієнт трансформації був досліджений за допомогою числового моделювання при збудженні в плазмі кильватерного поля послідовністю гаусівських коротких релятивістських електронних згустків в разі лінійного збільшення зарядів. Було показано, що коефіцієнт трансформації збільшується зі збільшенням числа згустків, коли відстань між згустками дорівнює сумі довжини збуджуваної хвилі  $\lambda$  і ширини згустку  $\Delta\xi_b$  на піввисоті.



### Висновки до розділу 3

З метою отримання максимального коефіцієнта трансформації при збудженні кільватерного поля в плазмі було розглянуто збудження кільватерного поля в плазмі профільованою послідовністю згустків при профілюванні заряду за лінійним законом, як уздовж послідовності, так і вздовж кожного згустку. Отримано коефіцієнт трансформації більше максимального відомого зараз  $2\pi N$  на  $30\div 50\%$ , де  $N$  - число згустків, при використанні послідовності згустків, заряд яких профільований за лінійним законом, і при використанні перед послідовністю короткого згустку - передвісника малого заряду. Запропоновано схему, яка дозволяє добитися полів, в яких реалізується однорідне гальмування, отриманий великий коефіцієнт трансформації, великий струм прискорених згустків, і однакова для всіх згустків - драйверів фокусуюча сила в нелінійному випадку, неоднорідність якої уздовж згустку - драйвера зменшується з ростом числа згустків - драйверів  $N_{fr}$  з переднього фронту послідовності, заряд яких нарастає уздовж послідовності.

При дослідженні збудження кільватерного поля для параметрів експерименту [19, 141] за допомогою числового моделювання показано, що коефіцієнт трансформації зростає з ростом числа згустків послідовності при відстані між згустками, рівній сумі довжини збуджуваної хвилі і половини ширини згустку по основі, а також при розташуванні згустків через півтори довжини хвилі при довжині згустку по основі, що дорівнює довжині хвилі. Розглянуто різні варіації параметрів, при яких коефіцієнт трансформації залишається великим.

Результати, представлені в Розділі 2, були опубліковані в таких статтях і матеріалах наукових конференцій [1, 2, 3, 5, 8]

## РОЗДІЛ 4

### РЕЗОНАНСНЕ ЗБУДЖЕННЯ КІЛЬВАТЕРНОГО ПОЛЯ В ПЛАЗМІ ДОВГОЮ НЕРЕЗОНАНСНА ПОСЛІДОВНІСТЮ КОРОТКИХ ЗГУСТКІВ РЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЕЛЕКТРОНІВ

Резонансне збудження кільватерного поля довгою послідовністю релятивістських згустків електронів скрутно, оскільки в експерименті важко підтримувати однорідну і стаціонарну плазму. В [143] вивчений механізм резонансного збудження кільватерного поля нерезонансною послідовністю коротких згустків електронів. Синхронізація частот здійснюється за рахунок самоочищення послідовності згустків при дефокусуванні і виходу за радіусом деяких згустків, що знаходяться не в фазі з хвилею. В цьому розділі дисертаційної роботи представлені результати моделювання кодом LCODE [117] механізмів дефокусування електронів згустків. Знайдено причини, які можуть призводити до дефокусування згустків електронів.

#### 4.1. Механізми дефокусування електронних згустків при збудженні ними кільватерного поля в плазмі

В роботах [144, 145] було розглянуто, за допомогою числового моделювання, використання зовнішнього поздовжнього магнітного поля для запобігання радіального розфокусування електронних пучків (згістків), котрі збуджують кільватерні поля.

Використовуючи код LCODE продемонстровані механізми дефокусування електронних згустків при збудженні кільватерного поля в плазмі [9].

По-перше, в нерезонансному випадку за рахунок розбіжності частоти проходження згустків з плазмовою частотою  $\omega_m \neq \omega_{pe}$  згустки зсуваються відносно хвилі і деякі з них потрапляють в області з великими величинами радіальної сили  $F_r$  (див. рис. 4.1-4.5) і дефокусуються (див. рис. 4.6). По-друге, при кінцевій довжині згустків  $\Delta\xi_b$  хоча їх задні фронти фокусуються, проте передні фронти дефокусуються.

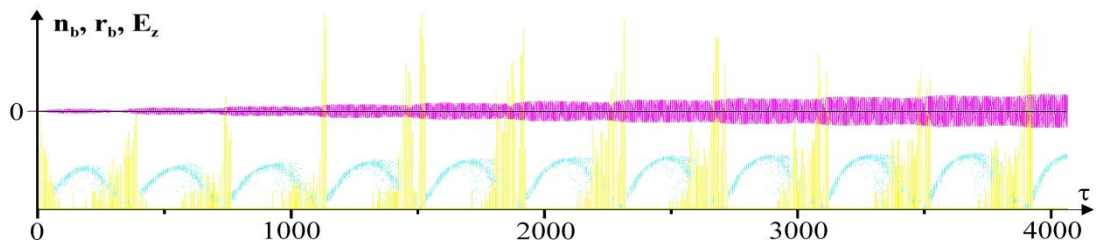


Рис. 4.1. Поздовжні розподілення поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний), густини  $n_b$  (жовтий) і радіусу  $r_b$  (блакитний) 675 коротких згустків в нерезонансному випадку (густина електронів плазми менша на 3% від резонансної).

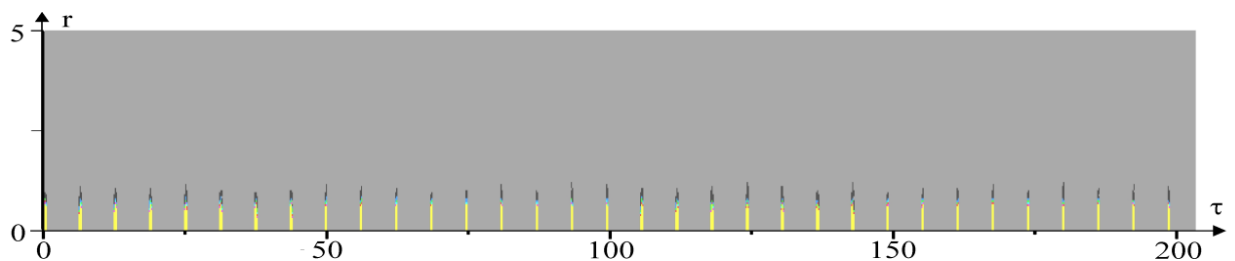


Рис. 4.2. Густина 33 “точкових” згустків на границі інжекції в нерезонансному випадку (густина електронів плазми менша на 3% від резонансної).

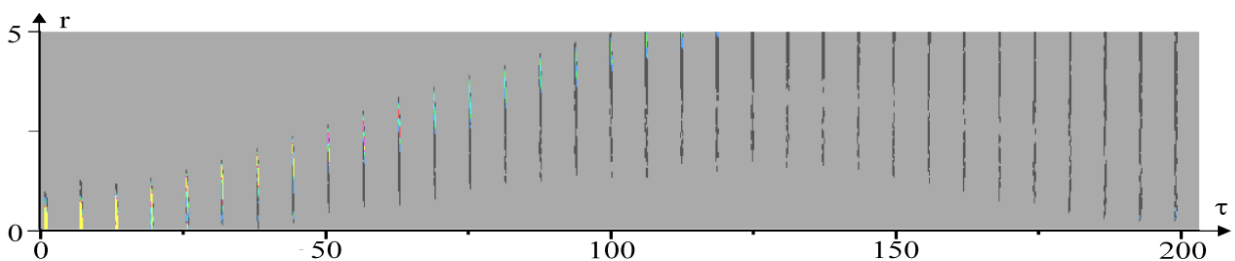


Рис. 4.3. Густина 33 "точкових" згустків далеко від границі інжекції в нерезонансному випадку (густина електронів плазми менша на 3% від резонансної).

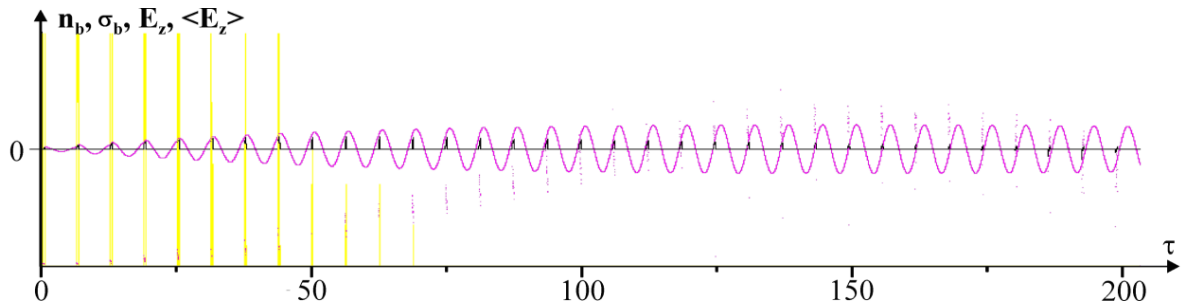


Рис. 4.4. Поздовжнє кільватерне поле  $E_z$  (рожева), коефіцієнт зв'язку  $\langle E_z \rangle$  (чорний) згустків з  $E_z$ , густина  $n_b$  (жовтий) і емітанси  $\sigma_b$  (червоний) 33 "точкових" згустків в нерезонансному випадку (густина електронів плазми менше на 3% від резонансної).

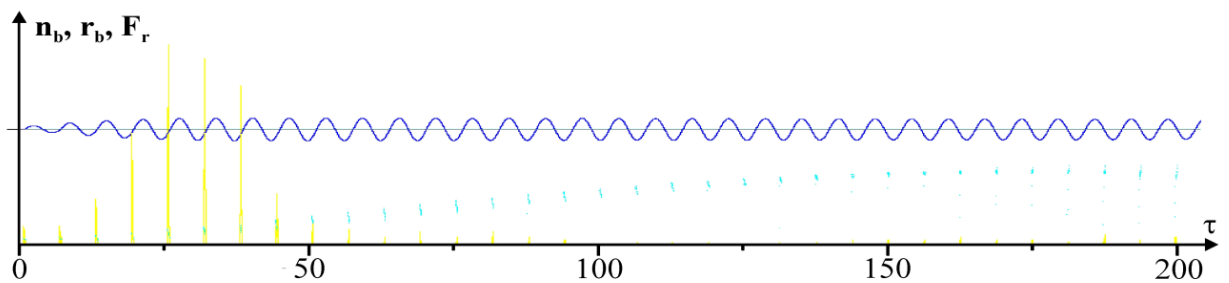


Рис. 4.5. Поздовжні розподілення густини  $n_b$  (жовтий) і радіусу  $r_b$  (блакитний) 33 "точкових" згустків, радіальної кільватерної сили далеко від границі інжекції в нерезонансному випадку (густина електронів плазми менше на 3% від резонансної).

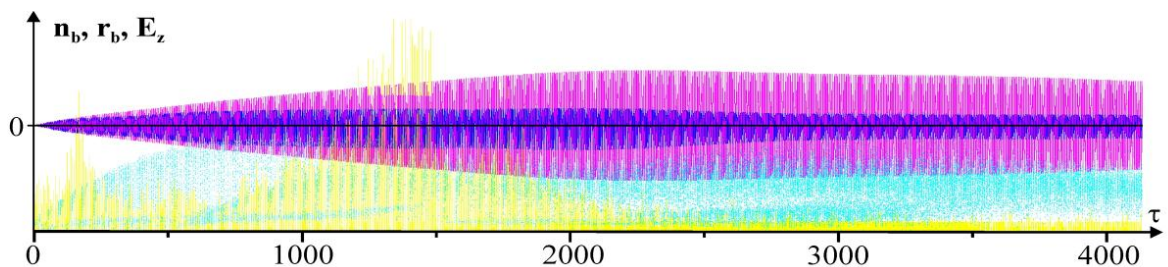


Рис. 4.6. Поздовжні розподілення поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний), густини  $n_b$  (жовтий) і радіусу  $r_b$  (блакитний) 675 коротких згустків в резонансному випадку

Розглянуто критерій поділу вкладів в дефокусування цих двох механізмів. Вклади цих двох механізмів залежать від часу спостереження  $t_{об}$ .

Якісно вклади двох механізмів (за рахунок  $\omega_m \neq \omega_{pe}$  і за рахунок  $\Delta\xi_b \neq 0$ ) порівнюються, якщо за час спостереження  $t_{ob}$  «точкові» згустки,  $\Delta\xi_b \approx 0$ , зсуваються відносно хвилі на  $t_{ob} |\omega_m - \omega_{pe}| \approx (\Delta\xi_b / \lambda) 2\pi$  довжину протяжного згустку  $\Delta\xi_b \neq 0$ . Якщо  $t_{ob} \ll (\Delta\xi_b / \lambda) 2\pi |\omega_m - \omega_{pe}|$ , то дефокусування визначається  $\Delta\xi_b \neq 0$ . Якщо ж  $\Delta\xi_b \ll \lambda$  та  $\omega_m \neq \omega_{pe}$ , то дефокусування визначається в основному  $\omega_m \neq \omega_{pe}$ , якщо  $2\pi(\Delta\xi_b / \lambda) < t_{ob} |\omega_m - \omega_{pe}|$ , навіть якщо  $t_{ob} |\omega_m - \omega_{pe}| \ll 1$ . Якщо ж  $\Delta\xi_b \approx \lambda/4$ , а  $t_{ob} \geq (\Delta\xi_b / \lambda) \pi / 2 |\omega_m - \omega_{pe}|$ , то вклади двох механізмів близькі.

По-третє, дефокусування визначається також кінцевим радіусом згустків  $r_b \neq 0$ . Ефект залежить від того, що якщо точковий згусток знаходиться в максимальному поздовжньому  $E_z^{(max)}$  і нульовому радіальному  $F_r = 0$  полях, то згусток скінченного радіусу  $r_b \neq 0$  навіть короткий,  $\Delta\xi_b \ll \lambda$ , при певних умовах потрапляє в  $F_r \neq 0$ .

По-четверте, при покиданні компенсуючих електронів плазми осі хвиля перекошується, так що вона стає в вигляді послідовності конусів. Тоді поля  $E_z$  та  $F_r$  зсуваються вздовж  $z$  відносно один одного (див. рис. 4.8). Тоді, якщо до перекосу згустки-диски були в  $E_z^{(max)}$  та  $F_r \approx 0$ , то після перекосу хвилі периферія (по  $r$ ) згустків- диски потрапляє в  $F_r \neq 0$ .

Зауважимо, що хвиля може перекошуватися також за рахунок того, що при фокусуванні задніх фронтів згустків і дефокусуванні їх передніх фронтів самі згустки, що збуджують хвилю, перекошуються.

По-п'яте, навіть якщо згустки знаходяться в фокусуючих фазах, вони можуть при певних умовах дефокусуватися (див. рис. 4.10-4.11) при розширенні бетатронних коливань (див. коливання на рис. 4.9).

Таким чином, до дефокусування згустків електронів можуть призводити наступні механізми:

1) зсув згустків відносно хвилі за рахунок  $\omega_m \neq \omega_{pe}$  в нерезонансному випадку. При цьому одночасно відбувається і перекіс згустків (див. рис. 4.1), який може впливати на перекіс хвилі.

2) кінцеві довжини згустків  $\Delta\xi_b \neq 0$  призводить до того, що їх передні фронти дефокусуються, а задні фронти фокусуються (див. рис. 4.7). При цьому також одночасно відбувається і перекіс згустків, який може впливати на перекіс хвилі.

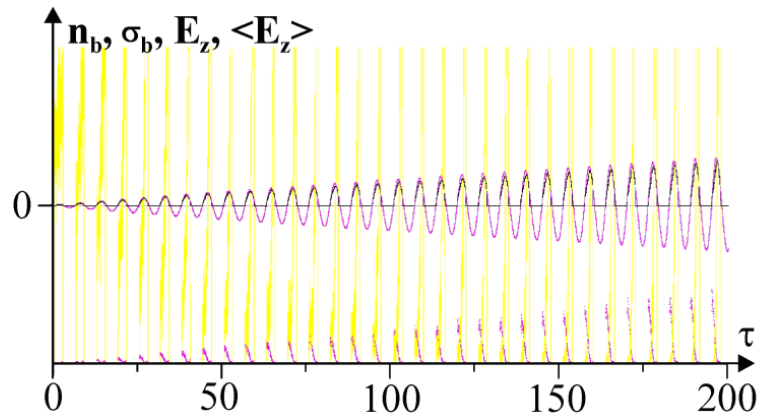


Рис. 4.7. Перекошування згустків при збудженні кільватерного поля в резонансному випадку. Поздовжнє розподілення густини  $n_b$  (жовтий) і  $\sigma_b$  емітансу (червоний) 33 "Точкових" згустків, поздовжнє кільватерне поле  $E_z$  (червоний) та  $\langle E_z \rangle$  (чорний) коефіцієнт зв'язку згустків з кільватерним полем  $E_z$  в резонансному випадку.

3) залежність від  $r_b \neq 0$ . Навіть якщо згустки короткі по  $z$  (тобто диски), при перекошуванні хвилі (за рахунок виходу компенсуючих електронів плазми) поля  $E_z$  та  $F_r$  зсуваються відносно один одного в поздовжньому напрямку (див. рис. 4.8). Таким чином, якщо до перекошу згустки-диски були в  $E_z^{(\max)}$  та  $F_r \approx 0$ , то після перекошу хвилі периферія (по  $r$ ) згустків-дисків потрапляє в  $F_r \neq 0$ .

4) перекош згустків при фокусуванні/ дефокусуванні, який може впливати на перекіс хвилі.



Рис. 4.8. Зсув хвиль  $E_z$  та  $F_r$  відносно одна одної в поздовжньому напрямку.

5) бетатронні коливання котрі розширюються (див. бетатронні коливання на рис. 4.9-4.11).

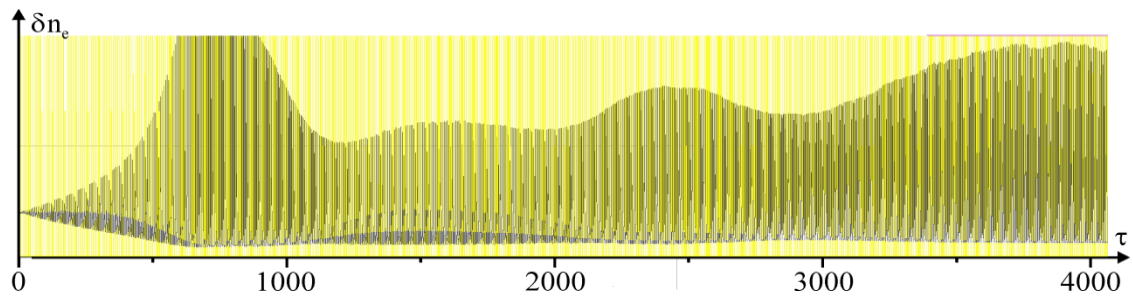


Рис. 4.9. Збурення густини електронів плазми  $\delta n_e$  (чорний) в кільватерному полі, збудженому 675 резонансними електронними згустками далеко від границі інжекції.  $\gamma_b=5$ .

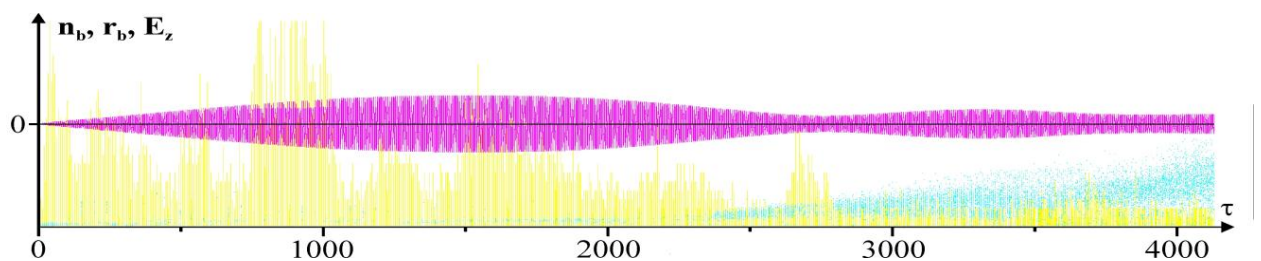


Рис. 4.10. Поздовжні розподілення поздовжнього кільватерного поля  $E_z$  (червоний), збудженого 675 резонансними електронними згустками далеко від границі інжекції, густини  $n_b$  (жовта) і радіуси  $r_b$  (блакитний) “точкових” згустків.

Тобто пояснення «швидкої» радіальної еволюції згустків, «точкових» по  $z$  скінченного радіусу наступне. Перекошування хвилі призводить до відносного зсуву  $E_z$  та  $F_r$ . Отже, згустки виявляються в максимальному  $E_z$  і в великому  $F_r$ .

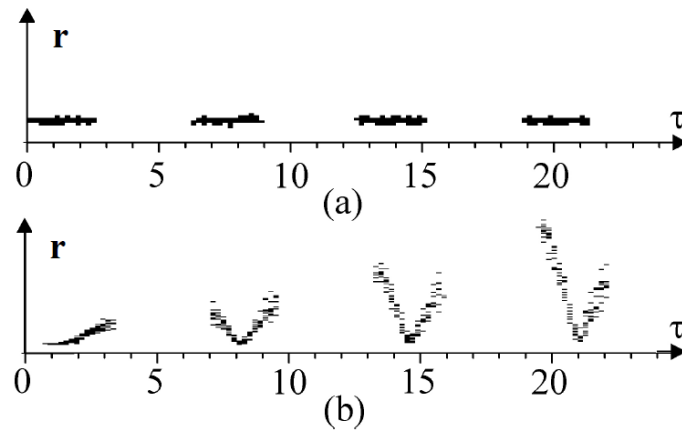


Рис. 4.11. Дефокусування і перефокусування електронного пучка.

При  $\gamma_b \rightarrow \infty$  або в разі сильного зовнішнього магнітного поля фокусування електронних згустків пригнічено, і  $E_z^{(\max)}$  стає менше, проте амплітуда однорідна по довжині системи.

Розширення бетатронних коливань відбувається наступним чином. Спочатку відбувається фокусування. Потім відбувається розширення внаслідок просторово неоднорідної амплітуди кільватерного поля. А саме, кільватерне поле спадає до переднього фронту послідовності згустків.

Відзначено, що перекіс хвилі є зарядово залежним ефектом. Дійсно, в разі електронних згустків хвиля перекошується в одну сторону (див. рис. 4.12), а в разі позитронних згустків хвиля перекошується в іншу сторону (див. рис. 4.13).

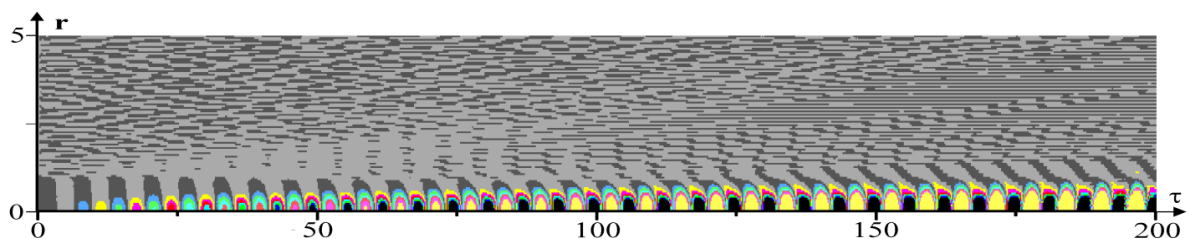


Рис. 4.12. Хвиля  $n_e$  в разі електронних згустків.



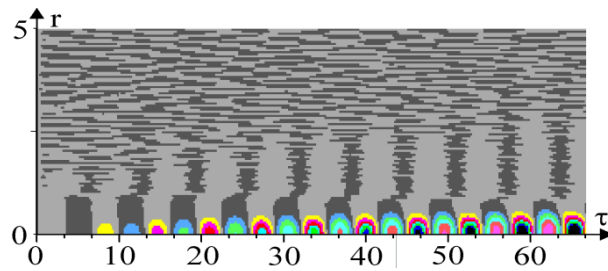


Рис. 4.13. Хвиля  $n_e$  в разі позитронних згустків.

Таким чином, було розглянуто п'ять механізмів дефокусування електронних згустків при збудженні ними кільватерного поля в плазмі.

#### 4.2. Підстроювання резонансу за рахунок нестационарності густини плазми.

У цьому параграфі розглядається збудження кільватерного поля в нелінійній плазмі довгою послідовністю релятивістських електронних згустків з урахуванням іонізації залишкового газу, яка призводить до корегування резонансу [4]. Для збудження інтенсивного кільватерного поля в плазмі в експерименті [19] і в числовому моделюванні [146] застосовується довга резонансна послідовність електронних згустків малої густини. Однак, як виявилось, є гранична амплітуда кільватерного поля. Вона визначається тим, що з ростом амплітуди кільватерного поля з'являється нелінійне зрушення частоти кільватерної хвилі. Через це розстроюється резонансна взаємодія згустків з кільватерним полем. Такий розлад резонансу затягується в часі, якщо, як зроблено в [147], від самого початку вибирається невелике перевищення густини плазми над резонансним значенням. У даній роботі розглядається збудження кільватерного поля в плазмі довгою послідовністю релятивістських електронних згустків з урахуванням іонізації залишкового газу і того факту, що інтенсивність іонізації пропорційна амплітуді збуджуваного кільватерного поля, густина плазми зростає з часом. Зі збільшенням густини плазми збільшується електронна плазмова частота. Тому що зі збільшенням амплітуди кільватерної хвилі збільшується негативна нелінійна поправка до частоти хвилі, іонізація частково компенсує

нелінійний розлад резонансу. Іншими словами, іонізація призводить до корегування резонансу, як при розвитку пучково-плазмового розряду [148]. Використовуючи код LCODE [117], було виконано числове моделювання зростання амплітуди кільватерного поля при повільному зростанні з часом густини плазми. Також промодельований другий випадок збудження кільватерного поля, коли від самого початку густина плазми  $n_{0e}$  більше, ніж резонансна  $n_{0e} > n_{rez}(=\omega_m^2 m_e / 4\pi e^2)$  ( $\omega_m$  – частота руху згустків) і густина плазми росте повільно із часом. Показано, що амплітуда кільватерного поля збільшується в порівнянні з випадком постійної густини плазми при нехтуванні втратою енергії на іонізацію.

Для початку розглянемо динаміку перших 32 згустків в плазмі. Використовуючи циліндричну систему координат  $(r, z)$  і відображаємо густину плазми і пучка в деякій  $z$  як функцію безрозмірного часу  $\tau = \omega_p t$  ( $\omega_p$  – електронна плазмова частота). Поздовжню динаміку згустків до уваги не беремо, бо на розглянутих часах і енергіях пучка, переважають радіальні відносні зсуви частинок пучка. З рис. 4.14, 4.15, видно, що в резонансному випадку в середині плазми, згустки вже сфокусовані кільватерною хвилею, і фокусування неоднорідне. А саме, передні фронти згустків дефокусуються, і їх задні фронти фокусуються.

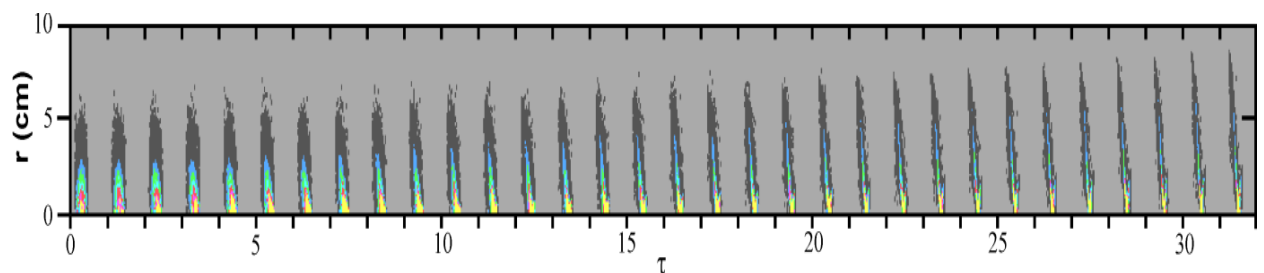


Рис. 4.14. Еволюція в часі густини пучка в середині плазми (при  $z=50$  см від границі інжекції) при збудженні кільватерного поля резонансною послідовністю електронних згустків.

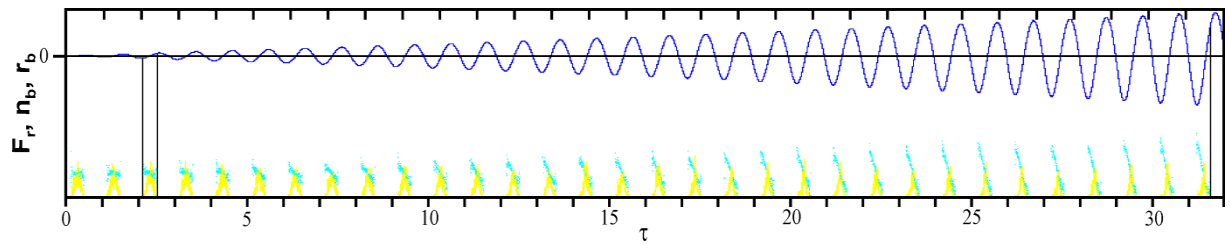


Рис. 4.15. Еволюція в часі радіусу згустку (блакитна крива) в середині плазми (при  $z=50$  см від границі інжекції) при збудженні кільватерного поля резонансною послідовністю електронних згустків.

Тоді середнє поле  $\langle E_z \rangle = \int E_z n_b dr / \int n_b dr$  (яке пропорційно коефіцієнту зв'язку згустків з кільватерним полем) на передньому фронті згустку менше, а на задньому фронті більше см рис. 4.16).

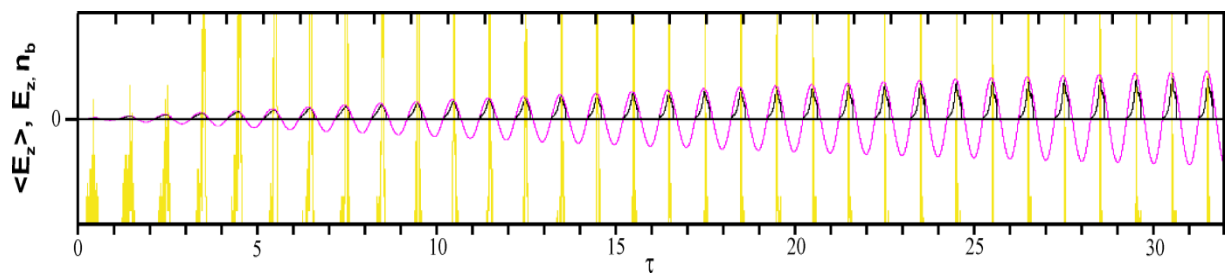


Рис. 4.16. Еволюція в часі коефіцієнта зв'язку (чорна крива) пучка з поздовжнім кільватерним полем в середині плазми при збудженні кільватерного поля резонансною послідовністю електронних згустків.

У разі, коли спочатку густина плазми більше, ніж резонансна  $n_{0e} > n_{rez}$ , видно на рис. 4.17, що згустки зсуваються в фокусуючі фази. При цьому при певному перевищенні  $n_{0e}$  над  $n_{rez}$  згустки фокусуються повністю. Це повинно привести до збільшення інтенсивності збудження кільватерного поля. Також співвідношення  $n_{0e} > n_{rez}$  має привести до продовження в часі резонансної взаємодії згустків з кільватерним полем.

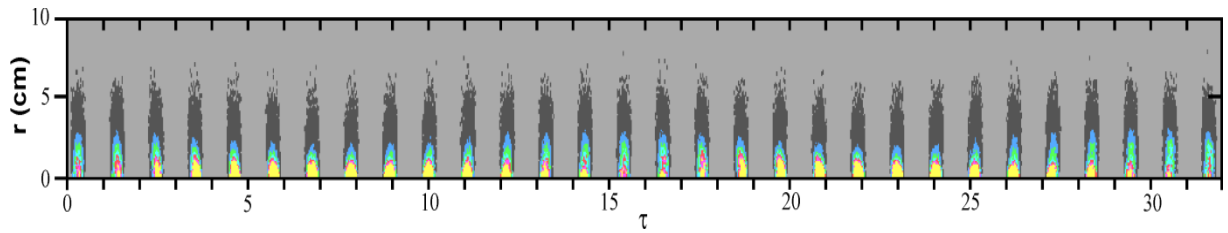


Рис. 4.17. Еволюція в часі густини пучка в середині плазми (при  $z=50$  см від границі інжекції) з  $n_e > n_{rez}$  при збудженні кільватерного поля послідовністю електронних згустків.

Розглянуто прояв цих двох причин збільшення максимального збуджуваного кільватерного поля на прикладі послідовності з 500 резонансних згустків.

Оскільки згустки біля границі інжекції ще не сфокусовані і в кінці плазми перефокусовані, то амплітуда кільватерного поля найбільша в середині плазми. З аналізу результатів числового моделювання випливає (див. рис. 4.18 и 4.19), що кожен з приблизно 100 перших резонансних згустків втрачає тільки частину своєї енергії і при цьому кільватерне поле зростає приблизно лінійно з часом. Подальші приблизно 300 згустків втрачають майже всю свою енергію, і амплітуда кільватерного поля продовжує рости, але повільніше. Максимальна амплітуда кільватерного

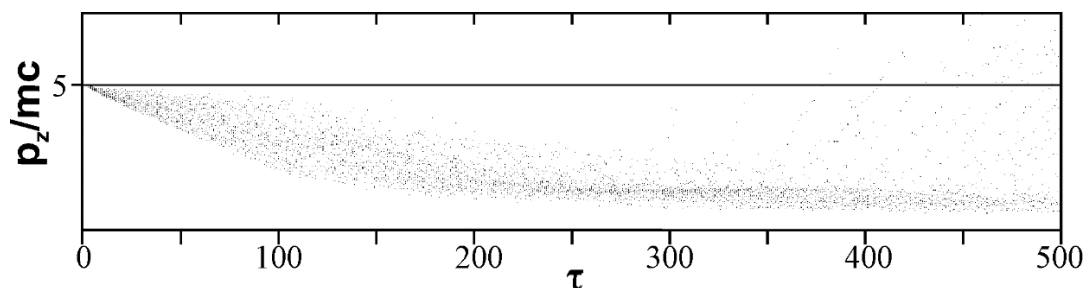


Рис. 4.18. Поздовжній розподіл поздовжнього імпульсу 500 згустків.

поля в разі резонансної послідовності буде дорівнювати  $E_z=0,14059$  в середині плазми. Величина  $E_z$  нормована на  $m_e \omega_p c / e$ . Потім внаслідок появи негативної нелінійної добавки частоти кільватерної хвилі згустки

випереджають її так, що приблизно половина електронів втрачають енергію, а половина її забирає.

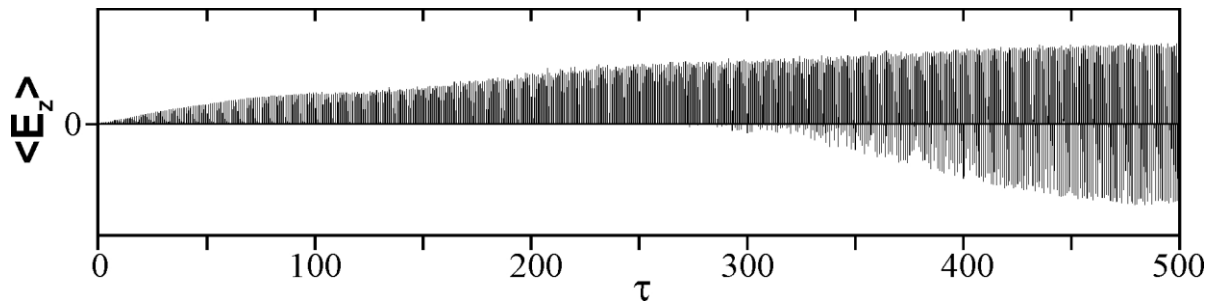


Рис. 4.19. Еволюція в часі усередненого поздовжнього кільватерного поля в середині плазми (при  $z=50$  см від границі інжекції) при збудженні кільватерного поля резонансною послідовністю з 500 електронних згустків.

У разі початкової нерезонансної послідовності ( $\omega_m < \omega_p$ ) на початку частина електронів згустків дефокусується, як і в резонансному випадку. Потім по мірі зсування згустків відносно хвилі за рахунок початкового розладу (розстроювання)  $n_e > n_{rez}$  згустки все більше потрапляють в фокусуючі фази (див. рис. 4.20), що збільшує інтенсивність збудження кільватерного поля. Умова  $\omega_m < \omega_p$  також призводить до подовження існування резонансу. Потім з часом при певних малих  $n_e - n_{rez} \ll n_{rez}$  починає превалювати нелінійний зсув частоти  $\Delta\omega_{NL}$ . Це призводить до зсуву згустків відносно хвилі в малі  $E_z$  і великі  $F_r$ . В результаті згустки сильно розширюються (див. рис. 4.20). Максимальна амплітуда кільватерного поля в разі нерезонансної послідовності ( $\omega_m < \omega_p$ ) більше  $E_z=0,18318$ , ніж в резонансному випадку.

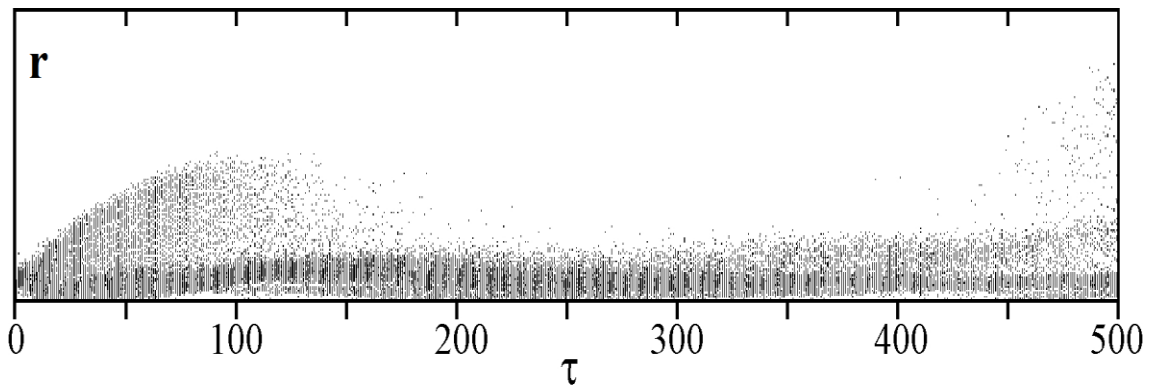


Рис. 4.20. Еволюція в часі радіусу згустків в середині плазми при збудженні кільватерного поля резонансною послідовністю з 500 електронних згустків ( $\omega_m < \omega_p$ ).

З аналізу результатів числового моделювання (див. рис. 4.21) видно, що в разі нерезонансної послідовності ( $\omega_m < \omega_p$ ) при повільному збільшенні густини плазми з часом резонанс розладнується, і частина електронів згустків потрапляють в прискорюють поля на більшій кількості згустків в порівнянні із спочатку резонансним випадком.

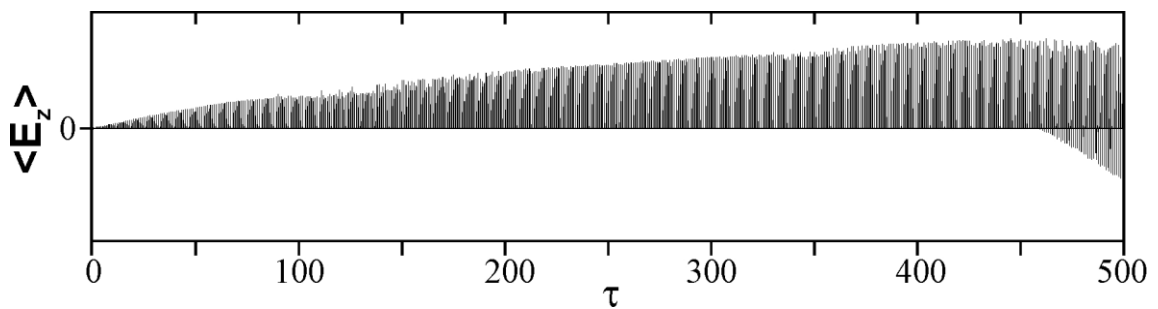


Рис. 4.21. Еволюція в часі усередненого поздовжнього кільватерного поля в середині плазми (при  $z=50$  см від границі інжекції) при збудженні кільватерного поля резонансною послідовністю з 500 електронних згустків ( $\omega_m < \omega_p$ ) при повільному збільшенні густини плазми з часом.

У разі нерезонансної послідовності ( $\omega_m < \omega_p$ ) при повільному зростанні густини плазми більше 500 згустків віддають енергію (див. рис. 4.22), в той час як в спочатку резонансному випадку їх близько 300.

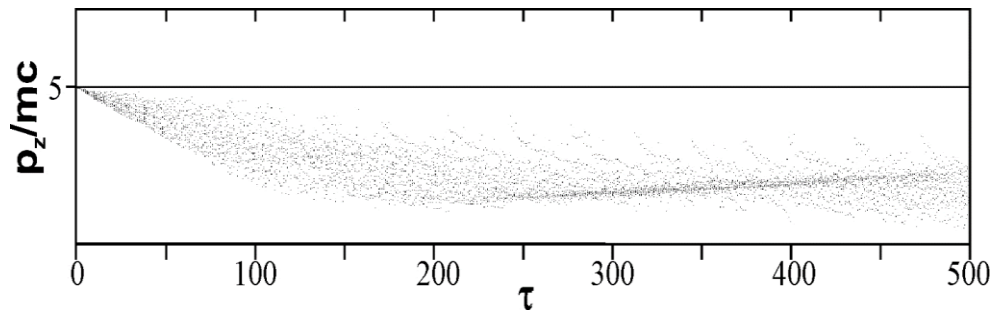


Рис. 4.22. Поздовжній розподіл поздовжнього імпульсу 500 згустків.

Максимальна амплітуда кільватерного поля в разі нерезонансної послідовності ( $\omega_m < \omega_p$ ) при повільному збільшенні густини плазми з часом дорівнює  $E_z = 0,19046$  в першій половині плазми (відстань до границі інжекції  $z = 12,5$  см, довжина плазми дорівнює  $L = 60$ ,  $z$  нормована на  $c/\omega_p$ ). Тобто амплітуда кільватерного поля більше, а поздовжня точка його досягнення ближче до границі інжекції, тому що в нерезонансному випадку більше як  $E_z$ , так і фокусуєча сила  $F_r$ . Таким чином, до більшої амплітудою кільватерного поля призводить більший час знаходження згустків в фокусуєчих фазах і більш тривала підтримка резонансу.

#### 4.3. Залежність пучково-плазмової нестійкості від форми фронту пучка.

Один із способів збудження кільватерного поля - це самоузгоджене розбиття довгого згустку ( $\ell_b \gg \lambda$ ,  $\ell_b$  - довжина згустку,  $\lambda$  - довжина кільватерної хвилі) на послідовність коротких згустків, які і збуджують кільватерне поле. Розглянемо залежність швидкості розвитку модуляції (за рахунок неї довгий згусток і розбивається на короткі згустки) від початкового профілю довгого згустку. Оскільки розглядається релятивістський згусток у плазмі, то модуляція в першу чергу розвивається за рахунок радіальної сили  $F_r$ . Це визначається тим, що в рівнянні руху релятивістського електрона похідна за часом від поздовжньої швидкості  $d_t V_z$  пропорційна  $d_t V_z \sim 1/\gamma_b^3$ , а похідна за часом від радіальної  $d_t V_r$  швидкості пропорційна  $d_t V_r \sim 1/\gamma_b$ . Тут  $\gamma_b$  - релятивістський фактор пучка (згустку). При

$\gamma_b \gg 1$  маємо  $d_t V_r \gg d_t V_z$ . Тому розглянемо амплітуди кільватерної осцилюючої компоненти  $F_r$  для різних профілів довгого згустку.

Розглядаємо такі форми довгого згустку. Спочатку розглянемо довгий згусток, заряд якого розподілений по трикутнику з прямокутним передвісником (див. рис. 4.23).

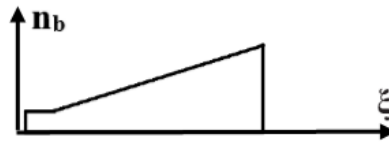


Рис. 4.23. Трикутний (з прямокутним передвісником) розподіл густини заряду довгого згустку.

Довгий згусток, заряд якого розподілений по трикутнику з прямокутним передвісником, найстійкіший, оскільки радіальне поле  $F_r$  монотонно зростає вздовж згустку за передвісником

$$F_r \sim Z_r(\xi) = (1/k)[1 + (k\xi - \pi/2)], \quad (4.1)$$

а пучкова нестійкість пригнічена внаслідок неоднорідності згустку.

Тепер розглянемо довгий згусток з розподілом, близьким до гаусівського розподілу (нормальний розподіл), так званий розподіл Гауса (див. рис. 4.24).

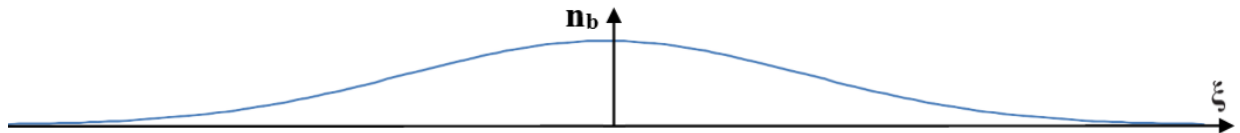


Рис. 4.24. Розподіл густини заряду довгого згустку, близький до гаусівського.

Цей згусток також досить стійкий, оскільки у радіальній компоненті поля  $F_r$

$$F_r \sim Z_r(\xi) = (I_0/2k)(1 - \lambda^2/4L^2)^{-1} \{ (1 - \lambda^2/4L^2) + (\lambda^2/4L^2) \cos(k\xi) - \cos(\xi\pi/L) \}. \quad (4.2)$$

осцилюючий доданок має дуже малу амплітуду, а пучкова нестійкість також сильно пригнічена внаслідок неоднорідності згустку.

У разі довгого (з довжиною  $L$ ) трикутного згустку (див. рис. 4.25) з наступним розподілом струму

$$I(t) = I_0(\xi/L), \quad \xi = z - V_{bt}, \quad 0 < \xi < L, \quad (4.3)$$



максимальна величина, якого дорівнює  $I_0$ , модуляція розвивається



Рис. 4.25. Трикутний розподіл густини заряду довгого згустку.

швидше, ніж у попередніх типів згустків, тому що всередині області знаходження згустку є осциляторна (з довжиною хвилі  $\lambda=2\pi/k$ ) компонента  $F_r$ , пропорційна  $E_z$

$$F_r \sim E_z \sim Z_{\parallel}(\xi) = (I_0/Lk^2)[1 - \cos(k\xi)] \quad (4.4)$$

проте вона малої амплітуди  $\sim \lambda/L$ . При цьому  $F_r$  тільки фокусуюче. Тобто модуляція (розбиття на згустки) розвивається за рахунок збудження і посилення бетатронних коливань.

При розподілі густини заряду в вигляді довгого однорідного згустку з гаусівськими короткими фронтами (див. рис. 4.26) або з лінійними короткими (шириною  $L_f$ ) фронтами (див. рис. 4.27) модуляція розвивається ще швидше,

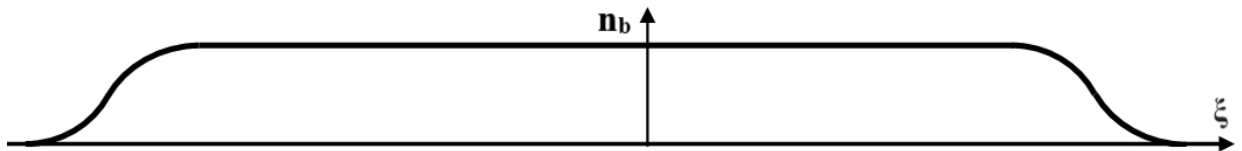


Рис. 4.26. Довгий однорідний згусток з короткими гаусівськими фронтами.

ніж у попередніх типів згустків, тому що всередині області знаходження згустку пучково-плазмова нестійкість не пригнічена, а осциляторна компонента  $F_r$ , котра генерується фронтами, ще більше

$$F_r \sim E_z \sim Z_{\parallel}(\xi) = (I_0/L_f k^2)[1 - \cos(k\xi)] \sim \lambda/L_f. \quad (4.5)$$

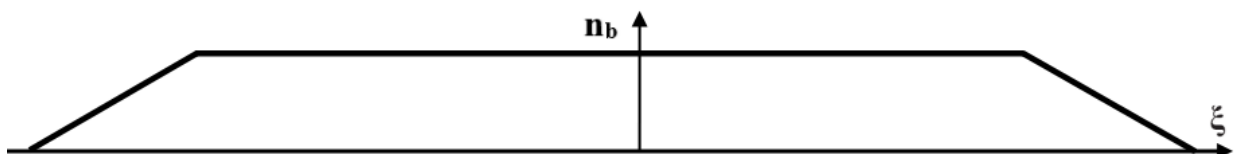


Рис. 4.27. Довгий однорідний згусток з лінійними короткими фронтами.

Самим нестійким є довгий однорідний згусток з крутими фронтами (див. рис. 4.28), оскільки пучково-плазмова нестійкість не пригнічена, а осциляторна компонента  $F_r$ , яка генерується крутими фронтами

$$F_r \sim Z_r(\xi) = (1/k)[1 - \cos(k\xi)], \quad (4.6)$$

найбільша і знакозмінна.

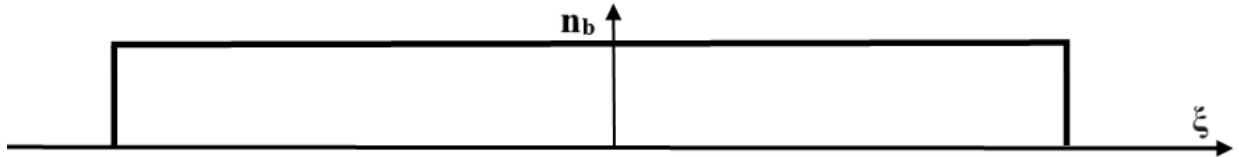


Рис. 4.28. Довгий однорідний згусток з крутими фронтами.

Таким чином, він є найкращим кандидатом для розбиття довгого згустку на послідовність коротких згустків, тому що модуляція розвивається найшвидше. Модуляція за рахунок поля від крутого переднього фронту і пучково-плазмова нестійкість від однорідного пучка. Більш того пучково-плазмова нестійкість розвивається з урахуванням початкового поля від крутого переднього фронту, тобто індукована пучково-плазмова нестійкість - швидша, ніж звичайна пучково-плазмова нестійкість. Осциляторна компонента  $F_r$  кільватерного поля від фронту має максимальну амплітуду. При цьому є як фокусуючі, так і дефокусуючі поля.

Досліджено збуджуване радіальне електричне поле всередині довгого релятивістського згустку електронів, що рухається в плазмі, для декількох видів поздовжнього розподілу його заряду: лінійне зростання заряду уздовж згустку, лінійне наростання заряду уздовж згустку з передвісником, розподіл близький до гаусівського (по косинусу), прямокутний розподіл з крутими фронтами. Радіальна динаміка згустку визначається радіальним електричним полем, яке створюється довгим згустком у плазмі, яке в другому випадку є фокусуючим і лінійно наростаючим уздовж згустку. Якщо форма довгого згустку близька до гаусівської, то навіть без передвісника він створює монотонно наростаюче вздовж нього фокусуюче поле. Швидше за все довгий

згусток трансформується в послідовність коротких згустків в разі прямокутного згустку з крутими фронтами.

#### **Висновки до розділу 4**

Важливими і цікавими виявилися механізми дефокусування електронних згустків при збудженні ними кільватерного поля в плазмі. Розглянуто збудження кільватерного поля в нелінійній плазмі довгою послідовністю релятивістських електронних згустків. Показано, що амплітуда кільватерного поля збільшується в порівнянні з випадком постійної густини плазми при врахуванні іонізації залишкового газу, яка частково компенсує нелінійний розлад резонансу. Певне мале перевищення густини плазми над резонансним значенням також призводить до фокусування більшої частки згустків, до подовження існування резонансу і, як результат, до збільшення амплітуди збуджуваного кільватерного поля.

Досліджено збуджуване радіальне електричне поле всередині довгого релятивістського згустку електронів, що рухається в плазмі, для декількох видів подовжнього розподілу його заряду. Радіальна динаміка згустку визначається радіальними полями, створюваним довгим згустком у плазмі, які в другому випадку є фокусуючими і лінійно наростаючими уздовж згустку. Показано, що швидше за все довгий згусток трансформується в послідовність коротких згустків в разі прямокутного згустку з крутими фронтами.

Результати, представлені в Розділі 4, були опубліковані в таких статтях і матеріалах наукових конференцій [4, 9]

## РОЗДІЛ 5

### ВЛАСТИВОСТІ І ЗБУДЖЕННЯ СОЛІТОННИХ І ВИХРОВИХ ЗБУРЕНЬ В НЕРІВНОВАЖНІЙ ПЛАЗМІ

Даний розділ дисертаційної роботи присвячений розгляду збудження і властивостей солітону, що рухається з тепловою швидкістю електронів плазми поблизу фольги при взаємодії з нею лазерного імпульсу.

Аналітично досліджено розвиток нестійкості збудження вихрової турбулентності в циліндричній плазмі з схрещеною конфігурацією електричного і магнітного полів. Розглядається збудження швидких і повільних вихрових збурень.

#### **5.1. Збудження і властивості солітону, що рухається з тепловою швидкістю електронів плазми поблизу фольги при взаємодії з нею лазерного імпульсу**

Широко досліджується взаємодія інтенсивного лазерного імпульсу з фольгою для прискорення іонів [149, 150]. Ці іонні пучки можуть мати різні додатки, наприклад, в інерційному керованому термоядерному синтезі (КТС) і для інжекції нейтрального пучка в КТС. Прискорення іонів лазерним імпульсом спостерігали з 1960-х років [151]. Проте інтерес до цієї проблеми зріс в останні роки при досягненні в експериментах релятивістського режиму взаємодії. Раніше досліджувалося формування електричного подвійного шару, напіввихора і вихора близько фольги при взаємодії з нею інтенсивного лазерного імпульсу. Також спостерігався солітон [152] при взаємодії лазерного імпульсу тривалістю 1 нс з довжиною хвилі 0,5 нм потужністю  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> з фольгою товщиною 26 мікрон. У цьому матеріалі аналітично описані властивості і збудження цього солітонного горба електричного потенціалу великої амплітуди, що спостерігався в експериментах [152] і який рухався з теплової швидкістю електронів плазми поблизу фольги при взаємодії з нею лазерного імпульсу.

При взаємодії лазерного імпульсу з фольгою утворюється рентгенівське випромінювання, яке формує на протилежному боці фольги плазму [152]. В експерименті [152] спостерігалось, що при певних умовах в цій плазмі формується солітонне збурення великої амплітуди. Солітони малих амплітуд добре описані в гідродинамічному наближенні (див., наприклад, [153-155]). Однак в експериментах [152] при взаємодії короткого лазерного імпульсу з фольгою в її околиці в утвореній плазмі спостерігається солітонне збурення великої амплітуди, яке рухається зі швидкістю, близькою до теплової швидкості електронів плазми. Тому потрібен аналітичний опис збудження солітонів великої амплітуди. Таке солітонне збурення можна описувати тільки в кінетичному наближенні. Опишемо властивості і збудження цього солітонного збурення. Покажемо, що це солітонне збурення утворює горб електричного потенціалу, який рухається зі швидкістю, близькою до  $V_{th}$ , а ширина його зростає з ростом амплітуди.

Спочатку розглянемо солітонне збурення електричного потенціалу малої амплітуди в кінетичному наближенні [11]. Оскільки в експериментах поперечні розміри солітонного збурення набагато більше поздовжнього розміру, то описуємо його в одновимірному наближенні. Вважаємо, що воно рухається зі швидкістю  $V_s$ , близькою до теплової швидкості електронів плазми, уздовж осі  $z$ . Описуємо солітонне збурення електричного потенціалу  $\phi$  амплітуди,  $\phi_0$ . Оскільки спочатку шукаємо рішення у вигляді стаціонарного солітону, що рухається зі швидкістю  $V_s$ , використовується залежність функції розподілу електронів  $f_e$  від координат і часу у вигляді такої комбінації  $\xi = z - V_s t$ .

Шукаємо рішення кінетичного рівняння для функції розподілу електронів  $f_e$  у вигляді

$$f_e = f_0 + \delta f, f_0 = \frac{n_0}{V_{th} \sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{V^2}{2V_{th}^2} \right\} \quad (5.1)$$

$$\delta f = \delta f(\xi, \tau), \xi = z - tV_s \quad (5.2)$$

$$\delta f(\xi, \tau) = \delta f(\xi) + \delta f_\tau, \delta f_\tau \sim \partial_\tau \phi, \delta f(\xi) = \delta f_L + \delta f_{NL}. \quad (5.3)$$

$\partial_\tau$  - похідна за часом,  $\delta f(\xi)$  – квазістаціонарне рішення,  $\delta f_L$ ,  $\delta f_{NL}$  – лінійне і нелінійне складові,  $\delta f_\tau$  - поправка, яка визначається нестационарністю солітона у разі його збуждення.

$$\delta f_L = -\frac{e}{m_e} \phi (V - V_s)^{-1} \partial_v f_0, \quad (5.4)$$

$$\delta f_{NL} = \left( \frac{e}{m_e} \right)^2 \left( \frac{\phi^2}{2} \right) (V - V_s)^{-1} \partial_v f_0. \quad (5.5)$$

Інтегруючи останні вирази за швидкостями і підставляючи їх в рівняння Пуассона, отримаємо

$$\partial_\xi^2 \phi = \phi R(v_s) + \left( \frac{\phi^2}{2} \right) \left[ \left( \frac{3}{2} - v_s^2 \right) R(v_s) - \frac{1}{2} \right]. \quad (5.6)$$

$$\phi \equiv \frac{e\phi}{T_e}, v_s \equiv \frac{V_s}{\sqrt{2}V_{th}}, y \equiv \frac{V}{\sqrt{2}V_{th}}, \xi = \frac{\xi \omega_{pe}}{V_{th}}, \quad (5.7)$$

$$R(v_s) \equiv 1 + v_s \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dy \frac{1}{(y - v_s)} \exp\{-y^2\}. \quad (5.8)$$

Помноживши рівняння (5.6) на  $\partial_\xi \phi$  і інтегруючи його, отримуємо рівняння

$$(\partial_\xi \phi)^2 = \phi^2 R(v_s) + \left( \frac{\phi^3}{3} \right) \left[ \left( \frac{3}{2} - v_s^2 \right) R(v_s) - \frac{1}{2} \right]. \quad (5.9)$$

З останнього рівняння і умови  $\partial_\xi \phi|_{\phi=-\phi_0} = 0$  отримано вираз для  $V_s$  (аналогічно [29])

$$V_s \approx 0.924 \left( 1 + \frac{\phi_0}{6} \right), v_s \approx 1.3 V_{th} \left( 1 - \frac{e\phi_0}{6T_e} \right). \quad (5.10)$$

$V_s$  приблизно дорівнює  $V_{th}$ .

З рівняння Пуассона також отримуємо аналогічно [29] вираз для ширини солітона  $\Delta\xi$

$$\Delta\xi \approx \frac{\phi_0}{\left[ \left( \partial_\xi \phi \right)^2 \Big|_{\phi=\phi_0} \right]^{1/2}} \approx \frac{7}{\sqrt{\phi_0}}. \quad (5.11)$$

Для опису збудження солітона квазістаціонарним електричним полем розглянемо збудження солітона нестационарним електричним полем  $E_0(t)$ . З рівняння Пуассона знаходимо поправку  $\delta f_\tau$ , яка визначається нестационарністю солітона при його збудженні

$$\begin{aligned} \partial_\xi \delta f_\tau = & - \left( \frac{e}{m_e} \right)^2 \phi E_0(t) (V - V_s)^{-1} \partial_v (V - V_s)^{-1} \partial_v f_0 + \\ & + \left( \frac{e}{m_e} \right) E_0(t) (V - V_s)^{-1} \partial_v f_0 + \left( \frac{e}{m_e} \right) \partial_\tau \phi (V - V_s)^{-2} \partial_v f_0. \end{aligned} \quad (5.12)$$

Інтегруючи останній вираз за швидкостями, знаходимо поправку до збурення густини електронів

$$\partial_\xi \delta n_\tau = - \left[ \frac{n_0}{\sqrt{2} V_{th}} \right] \delta_\tau \phi v - \left( \frac{e}{T_e} \right) n_0 \phi E_0(t) \eta - \left( \frac{e}{T_e} \right) n_0 E_0(t) R(v_s). \quad (5.13)$$

Оскільки з рівняння Пуассона випливає  $\delta n_\tau = \mathbf{O}$ , знаходимо

$$\gamma_{NL} \equiv \frac{1}{\phi_0} \partial_\tau \phi_0 \approx -0.65 \left( \frac{e}{V_{th} m_e} \right) E_0(t), E_0 < 0. \quad (5.14)$$

Розглянемо властивості солітона в адіабатичному наближенні. Знайдемо залежності властивостей солітона від амплітуди для часів, більших часу взаємодії з ним електронів, тобто більших часу прольоту електронів через солітон. У цьому наближенні квазістаціонарна функція розподілу  $f_e$  електронів за швидкостями  $V$  має вигляд

$$f_e = f_0 \left[ \left( u^2 - 2 \frac{e\phi}{m_e} \right)^{1/2} \pm V_s \right], u_{<}^> A(\phi) \text{sign}(z) \quad (5.15)$$

$$f_e = f_{tr} = \left[ \frac{n_{tr}}{|V_{tr}| (2\pi)^{1/2}} \right] \exp \left\{ \frac{\left( e\varphi - \frac{mu^2}{2} \right)}{T_{tr}} \right\}, |u| < A(\varphi). \quad (5.16)$$

$T_{tr} < 0, A(\varphi) \equiv \left( 2 \frac{e\varphi}{m_e} \right)^{1/2}$ .  $T_{tr}$  – ефективна температура захоплених електронів.

Тут  $V_s$  – швидкість солітона. При цьому на великих проміжках часу в результаті процесів релаксації може виконуватися умова безперервності функції розподілу на сепаратрисі, де енергія дорівнює нулю  $\varepsilon = 0$

$$f_{0e}|_{\varepsilon=0} = f_{tr}|_{\varepsilon=0}. \quad (5.17)$$

Звідси отримуємо зв'язок параметрів

$$f_{0e}(V_s) = \frac{n_{tr}}{|V_{tr}| (2\pi)^{1/2}} \cdot \left( \frac{n_0}{V_{th}} \right) \exp \left\{ -\frac{V_s^2}{2V_{th}^2} \right\} = \frac{n_{tr}}{|V_{tr}|}. \quad (5.18)$$

Інтегруючи  $f_e$  за швидкостями, отримуємо вираз для густини  $n_e$  електронів

$$n_e = 2 \exp \left\{ \frac{e\varphi}{T_{tr}} \right\} \int_0^A du f_{tr}(u) + \frac{\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \exp \{-t^2\}}{\left[ 1 + \frac{\phi}{(t-z)^2} \right]^{1/2}}. \quad (5.19)$$

$$z \equiv \frac{V_0}{V_{tr} \sqrt{2}}, \frac{e\varphi}{T} \equiv \phi. \quad (5.20)$$

У зневазі захопленими електронами в наближенні малих амплітуд отримуємо

$$n_e \approx n_0 \left\{ 1 + \phi R(z) + \left( \frac{\phi}{2} \right)^2 \left[ 2 - 2z^2 + (3 - 2z^2)(R(z) - 1) \right] \right\}, \quad (5.21)$$

$R(z) \equiv 1 + (z/\sqrt{\pi}) \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp(-t^2)/(t-z)$ . Це вище отримано з рівняння Власова в «миттєвому» наближенні, тобто на часи, меншому часу захоплення. Тобто в разі малих амплітуд адіабатичне наближення при зневазі захопленими електронами і «миттєве» наближення дають однаковий результат.



Знайдемо залежність швидкості солітону від амплітуди при великих її значеннях. Розглянемо сильно нелінійний випадок,  $\phi_0 \gg 1$ , без захоплених електронів. З рівняння Пуассона отримуємо

$$\frac{(d_z \phi)^2}{2} = -\phi + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dt (t-z)^2 \exp\{-t^2\} \left( \left[ 1 + \frac{\phi}{(t-z)^2} \right]^{1/2} - 1 \right). \quad (5.22)$$

З умови  $d_z \phi|_{\phi=\phi_0} = 0$  знаходимо

$$\frac{\phi_0 \sqrt{\pi}}{2} = \int_{-\infty}^{+\infty} dt (t-z)^2 \exp\{-t^2\} \left( \left[ 1 + \frac{\phi_0}{(z-t)^2} \right]^{1/2} - 1 \right) \quad (5.23)$$

дисперсійне співвідношення, тобто залежність швидкості солітону  $z$  від амплітуди  $\phi_0$ . У разі великих амплітуд наближено знаходимо

$$\frac{(\phi_0 \pi)^{1/2}}{2} \approx \int_{-\infty}^{+\infty} dt |t| \exp\{-(t+z)^2\}. \quad (5.24)$$

Тоді отримуємо

$$\begin{aligned} 0.25 \left( \frac{\pi}{\phi_0} \right)^{1/2} d_z \phi_0 = & -2z \int_0^{\infty} dt t \left( \exp\{-(t+z)^2\} + \exp\{-(z-t)^2\} \right) + \\ & + 2 \int_0^{\infty} dt t^2 \left( \exp\{-(z-t)^2\} - \exp\{-(z+t)^2\} \right). \end{aligned} \quad (5.25)$$

З урахуванням наближеної рівності

$$\frac{(\phi_0 \pi)^{1/2}}{2} \approx \int_{-\infty}^{+\infty} dt |t| \exp\{-t+z\}^2 \quad (5.26)$$

отримуємо

$$\begin{aligned} 0.25 \left( \frac{\pi}{\phi_0} \right)^{1/2} d_z \phi_0 = & -z (\phi_0 \pi)^{1/2} + 2 \int_0^{\infty} dt t^2 \left( \exp\{-(z-t)^2\} - \exp\{-(z+t)^2\} \right) \approx \\ \approx & z \left( -(\phi_0 \pi)^{1/2} + \exp\{-z^2\} [4 + 2(1 + 2z^2)] \right). \end{aligned} \quad (5.27)$$

Розглянемо залежність ширини солітону від амплітуди при великих її значеннях. З рівняння Пуассона отримуємо

$$\frac{(d_\xi \phi)^2}{2} = \phi_0 - \phi - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dt (t-z)^2 \exp\{-t^2\} \times \left( \left[ 1 + \frac{\phi_0}{(z-t)^2} \right]^{1/2} - \left[ 1 + \frac{\phi}{(z-t)^2} \right]^{1/2} \right) \quad (5.28)$$

$$\frac{(d_\xi \phi|_{\phi=\phi_0/2})^2}{2} = \frac{\phi_0}{2} - 2 \frac{\sqrt{\phi_0}}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dt |t| \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \exp\{-(t+z)^2\}. \quad (5.29)$$

$$\Delta \xi = \frac{\phi_0}{\phi} \Big|_{\phi=\frac{\phi_0}{2}} = \frac{\phi_0}{\left\{ \phi_0 - \left( 4 \frac{\sqrt{\phi_0}}{\sqrt{\pi}} \right) \int_{-\infty}^{+\infty} dt |t| \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \exp\{-(t+z)^2\} \right\}^{1/2}} \quad (5.30)$$

$$\Phi_0 = 0 \div 3 \quad (5.31)$$

Використовуємо наближену рівність

$$\frac{(\phi_0 \pi)^{1/2}}{2} \approx \int_{-\infty}^{+\infty} dt |t| \exp\{-t+z\}^2. \quad (5.32)$$

тоді отримуємо

$$\frac{(d_\xi \phi|_{\phi=\phi_0/2})^2}{2} \approx \left( \frac{\phi_0}{2} \right) (\sqrt{2} - 1). \quad (5.33)$$

Звідси наближено знаходимо ширину  $\Delta \xi$  солітону

$$\Delta \xi = \frac{\phi_0}{\phi} \Big|_{\phi=\frac{\phi_0}{2}} \approx \left( \frac{\phi_0}{(\sqrt{2}-1)} \right)^{1/2} \quad (5.34)$$

$$\Phi_0 = 0 \div 3 \quad (5.35)$$

Ширина солітону зростає з ростом  $\Phi_0$ , що і спостерігається при числовому моделюванні і лабораторних експериментах [152]. Оскільки ширина зростає з ростом амплітуди, цікаво подивитися роль захоплених електронів.

У набліженні малих амплітуд густина захоплених електронів дорівнює

$$2 \exp\left\{ \frac{e\varphi}{T_{tr}} \right\} \int_0^A du f_{tr}(u) \approx \left( \frac{2n_{tr}}{\sqrt{\pi}} \right) \left[ \left( \frac{e\varphi}{|T_{tr}|} \right)^{1/2} - \frac{2}{3} \left( \frac{e\varphi}{|T_{tr}|} \right)^{3/2} \right]. \quad (5.36)$$

З порівняння цього виразу з густиною незахоплених електронів видно, що нелінійність захоплених електронів сильніше і має той же знак, що і нелінійність, обумовлена незахопленими електронами. Таким чином, якщо густина захоплених електронів значна, то вони визначають властивості солітонного горба електричного потенціалу. Захоплені електрони гальмуються на кінцях солітону (на його периферії, де  $\phi \approx 0$  (області 1 і 2 на рис. 5.1), тому там їх густина  $2n_{tr} \exp(e\phi/T_{tr}) \int_0^A du f_{tr}(u)$  зростає.

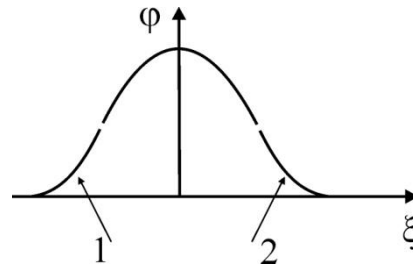


Рис. 5.1. Просторовий ( $\xi \equiv z - V_s t$ ) розподіл електричного потенціалу  $\phi$  солітону.

Отже, захопленим електронам легше забезпечити потрібний (див. рис. 5.2) для солітону просторовий розподіл збурення густини електронів  $\delta n_e$  (горби  $\delta n_e$  в областях 1 і 2). Знову ж захопленим електронам легше забезпечити потрібну для солітону яму  $\delta n_e$  в його центрі, якщо захоплені електрони притиснуті до сепаратриси, тобто при  $T_{tr} < 0$ . Іншими словами, солітон легше формується, якщо в фазовому просторі електронів він утворює порожнину. Якщо вважати захоплені електрони сильно притиснутими до сепаратриси, тобто  $T_{tr} < 0$ ,  $|T_{tr}| \gg T$ , тоді густина захоплених електронів швидко спадає всередину солітону і вона суттєва тільки при  $\phi \ll \phi_0$ . Тоді наближено отримуємо

$$n_{tre} = 2n_{tr} \exp\left\{\frac{e\phi}{T_{tr}}\right\} \int_0^A du f_{tr}(u) \approx 2 \left( \frac{n_{tr}}{|V_{tr}| \sqrt{2\pi}} \right) \left( \left( \frac{e\phi}{m} \right)^{1/2} \exp\left\{\frac{e\phi}{T_{tr}}\right\} \right). \quad (5.37)$$

$n_{tre}$  спадає як всередину ( $\phi \rightarrow \phi_0$ ) солітону так і назовні солітону ( $\phi \rightarrow 0$ ). Густина  $n_{tre}$  істотна тільки в околицях точок відбиття захоплених електронів (області 1 і 2 на рис. 5.1).

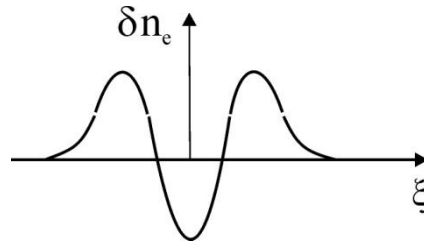


Рис. 5.2. Просторовий розподіл збурення густини  $\delta n_e$  електронів в солітоні.

Вперше описано збудження солітону нестационарним електричним полем. Отримано залежність ширини солітону від його амплітуди при великих її значеннях. Показано, що з ростом амплітуди ширина солітону зростає при великих значеннях амплітуди, як в експериментах, так і при числовому моделюванні.

## 5.2. Виведення рівняння вихрового руху електронів в схрещених електричному і магнітному полях

Отримаємо векторне рівняння, що описує вихровий рух частинок в схрещених електричному і магнітному полях. Для цього використовуємо гідродинамічні рівняння для електронів

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{\partial \vec{p}}{\partial t} + (\vec{V} \vec{\nabla}) \vec{p} = -e\vec{E} + \frac{e}{c} [\vec{H}, \vec{V}] - \left( \frac{\vec{V} p_0}{n_e} \right). \quad (5.38)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} (n_e \vec{V}) = 0, \quad \vec{p} = m\vec{v}\gamma = \frac{m\vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (5.39)$$

і рівняння Пуассона для електричного поля

$$\vec{\nabla} \vec{E} = 4\pi(q_i n_i - e n_e) \quad (5.40)$$

Тут  $\vec{p}$ ,  $\vec{V}$ ,  $n_e$ ,  $p_0$  імпульс, швидкість, густина і тиск електронів,  $\gamma$  – релятивістський фактор,  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  – електричне і магнітне поля.

Врахуємо, що розміри вихрових збурень значно більше, ніж Дебаївський радіус електрона. Тому можемо знехтувати останнім доданком (5.38).

Для виведення нелінійного рівняння, що описує вихрову динаміку електронів застосовуємо  $\text{rot}$  до рівняння (5.38), тобто діємо оператором  $\vec{\nabla} \times$  на рівняння (5.38). Потім, використовуючи

$$\vec{H} = [\vec{\nabla} \times \vec{A}], \quad \vec{E} = -\vec{\nabla} \phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}, \quad (5.41)$$

отримаємо

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{\beta}}{\partial t} + \frac{1}{m} [\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \vec{\nabla}) \vec{p}] &= [\vec{\nabla} \times [\vec{\omega}_{\text{He}} \times \vec{V}]] - \frac{e}{m} [\vec{\nabla} \times \vec{E}] = \\ &= [\vec{\nabla} \times [\vec{\omega}_{\text{He}} \times \vec{V}]] + \frac{e}{mc} \left[ \vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right] = [\vec{\nabla} \times [\vec{\omega}_{\text{He}} \times \vec{V}]] + \frac{\partial \vec{\omega}_{\text{He}}}{\partial t} \end{aligned} \quad (5.42)$$

Тут  $\vec{\beta} \equiv [\vec{\nabla} \times \vec{V} \gamma]$ . Перетворимо останнє рівняння, використовуючи  $\vec{\nabla} \vec{\omega}_{\text{He}} = 0$  і

$$\frac{1}{m} [\vec{\nabla} \times [\vec{\nabla} \times \vec{p}]] = [\vec{\nabla} \times \vec{\beta}] = \frac{1}{m^2 \gamma} 0.5 \vec{\nabla} p^2 - \frac{1}{m} (\vec{\nabla} \vec{\nabla}) \vec{p}. \quad (5.43)$$

З (6) отримуємо

$$\begin{aligned} \frac{1}{m} [\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \vec{\nabla}) \vec{p}] &= (\vec{\nabla} \vec{\nabla}) \vec{\beta} + \vec{\beta} (\vec{\nabla} \vec{\nabla}) - (\vec{\beta} \vec{\nabla}) \vec{V} - \vec{V} (\vec{\nabla} \vec{\beta}) + \\ &+ \frac{1}{2m^2} [(\vec{\nabla} p^2) \vec{\nabla}] \frac{1}{\gamma} \end{aligned} \quad (5.44)$$

З (5.41), (5.42) і (5.44) можемо знайти

$$\begin{aligned} \partial_t \vec{\beta} + (\vec{\nabla} \vec{\nabla}) \vec{\beta} + \vec{\beta} (\vec{\nabla} \vec{\nabla}) - (\vec{\beta} \vec{\nabla}) \vec{V} &= \\ &= \vec{\omega}_{\text{He}} (\vec{\nabla} \vec{V}) + (\vec{\nabla} \vec{\nabla}) \vec{\omega}_{\text{He}} - (\vec{\omega}_{\text{He}} \vec{\nabla}) \vec{V} + \partial_t \vec{\omega}_{\text{He}} \end{aligned} \quad (5.45)$$

при  $\vec{\nabla} \vec{\beta} = 0$ . Звідси можна отримати

$$d_t (\vec{\beta} - \vec{\omega}_{\text{He}}) + (\vec{\beta} - \vec{\omega}_{\text{He}}) (\vec{\nabla} \vec{V}) = ((\vec{\beta} - \vec{\omega}_{\text{He}}) \vec{\nabla}) \vec{V} \quad (5.46)$$

Де  $d_t \equiv \partial_t + (\vec{V} \vec{\nabla})$ . Далі перетворимо другий доданок в лівій частині (5.46) таким чином

$$(\vec{\beta} - \vec{\omega}_{\text{He}}) (\vec{\nabla} \vec{V}) = -(\vec{\beta} - \vec{\omega}_{\text{He}}) \frac{1}{n_e} \left[ \partial_t + (\vec{V} \vec{\nabla}) \right] n_e = -(\vec{\beta} - \vec{\omega}_{\text{He}}) \frac{1}{n_e} d_t n_e \quad (5.47)$$

З (5.46), (5.47) можемо отримати

$$d_t \left( \frac{\vec{\beta} - \vec{\omega}_{\text{He}}}{n_e} \right) = \frac{1}{n_e} \left( (\vec{\beta} - \vec{\omega}_{\text{He}}) \vec{\nabla} \right) \vec{V} \quad (5.48)$$

Таким чином, виведено нелінійне векторне рівняння, що описує вихрову динаміку електронів, без будь-яких наближень.

### **5.3. Пригнічення збуджуваної вихрової турбулентності в неоднорідній плазмі в схрещених радіальному електричному і поздовжньому магнітному полях**

Розглядаються властивості і збудження вихрової турбулентності, яка збуджується в циліндричній радіально неоднорідній плазмі в схрещених радіальному електричному і поздовжньому магнітному полях [12]. Із загального нелінійного рівняння для завихреності отримано дисперсійне рівняння, що дозволяє визначити діапазон параметрів, для яких вихрова турбулентність пригнічується.

Добре відомо з численного числового моделювання [153] і з експериментів [154, 156, 157], що неоднорідності густини електронів у вигляді дискретних вихорів є довгоживучими структурами. В експериментах [154] спостерігалася швидка перестройка дискретної неоднорідності густини електронів в просторово розподіленій завихреності в чисто електронній плазмі, коли дискретний вихор був занурений в розподілену фонову завихореність. В плазмовій лінзі [158- 160] для фокусування іонного пучка збуджувалася дрібномасштабна турбулентність в схрещених радіальному електричному і поздовжньому магнітному полях при непереборному градієнті зовнішнього магнітного поля. Ця турбулентність представляє собою розподілену завихреність. У даній роботі теоретично досліджуються властивості і збудження аналогічної вихрової турбулентності, котра збуджується в циліндрично радіально неоднорідній плазмі в схрещених радіальному електричному і поздовжньому магнітному полях. Із загального

нелінійного рівняння для завихреності отримано дисперсійне рівняння, що дозволяє визначити діапазон параметрів експериментальної установки, для яких вихрова турбулентність пригнічується.

Для дослідження вихорів використана гідродинамічна модель динаміки електронів та іонів. При цьому теоретична модель ґрунтується на використанні того факту, що розміри вихорів, що збуджуються набагато перевищують електронний радіус Дебая.

Щоб описати динаміку вихрових збурень, отримано і використано загальне нелінійне еволюційне рівняння з урахуванням поздовжньої динаміки електронів та іонів.

Для опису просторової структури швидких вихорів використано те, що вони рухаються по азимуту зі швидкістю, приблизно рівною швидкості дрейфу електронів в схрещених полях. Для опису ж просторової структури повільних вихорів використано те, що їх азимутальна швидкість дуже мала.

Відомо з числового моделювання і з експериментів, що вихори - довго живучі структури в вакуумі. Однак в лабораторних експериментах спостерігалось прискорення еволюційних процесів вихорів в електронній плазмі. Така ж динаміка вихорів повинна мати місце в пристінковій турбулентності в установках КТС (керованого термоядерного синтезу), в магнетронних розрядах; в ЕЦР джерелах плазми, в анодному шарі розряду Пеннінга, де також реалізується схрещена конфігурація електричного і магнітного полів.

Схрещену конфігурацію полів використовують в зарядженій плазмовій лінзі [158], імпульсних накопичувачах енергії, плазмохімічному реакторі, а так само в сепараторах заряджених частинок. Експерименти показують, що при певних умовах збуджуються вихрові збурення. Вони можуть сильно впливати на сепараційні властивості такої системи.

Тому важливо знати властивості вихорів.

Розвиток нестійкості в спочатку однорідній плазмі обумовлює те, що

вихори народжуються парами. А саме, якщо генерується вихор-згусток електронів, то поруч з'являється вихор-порожнина електронів.

У цьому матеріалі аналітично досліджено розвиток нестійкості збудження вихрової турбулентності в циліндричній плазмі з схрещеною конфігурацією електричного і магнітного полів. Такі системи призначені для фокусування сильнотрумних іонних пучків [158, 161], а також для розділення ізотопів будь-яких елементів [162].

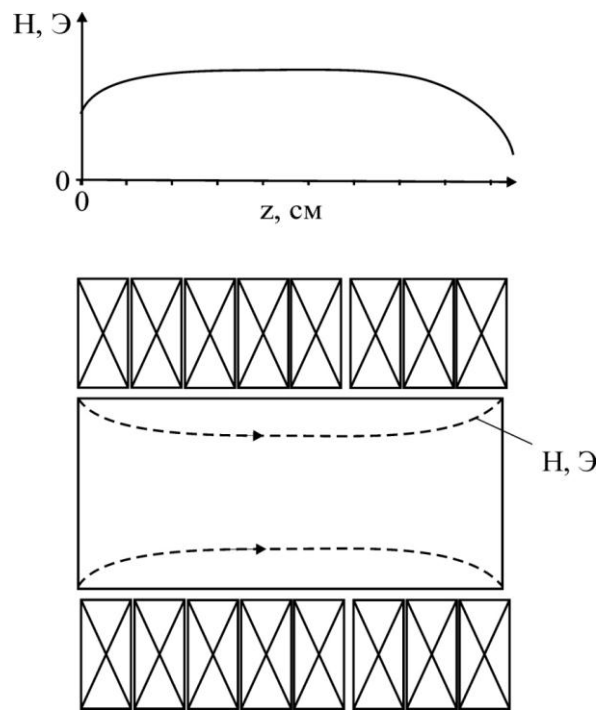


Рис. 5.3. Осьовий розподіл магнітного поля в циліндричній плазмі.

Використовуються гідродинамічні рівняння для електронів і рівняння Пуассона

$$\partial_t \vec{V} + (\vec{V} \vec{\nabla}) \vec{V} = (e/m_e) \vec{\nabla} \phi + [\vec{\omega}_{He}, \vec{V}] - (V_{th}^2/n_e) \vec{\nabla} n_e \quad (5.49)$$

$$\partial_t n_e + \vec{\nabla} (n_e \vec{V}) = 0, \quad \vec{\nabla} \phi \equiv \vec{\nabla} \phi - \vec{E}_{or}, \quad \Delta \phi = 4\pi e (n_e - n_i) \quad (5.50)$$

Тут  $\vec{\omega}_{He} = e\vec{H}_0/m_e c$  – циклотронна частота електронів;  $e$ ,  $m_e$  – заряд і маса електрона;  $V$ ,  $n_e$  и  $V_{th}$  – швидкість, густина і теплова швидкість електронів плазми,  $q_i$ ,  $n_i$  – заряд і густина іонів;  $E_{or}$  – зовнішнє радіальне електричне



поле,  $\phi$  - електричний потенціал вихрового збурення. З рівнянь (5.49), (5.50) можна отримати, нехтуючи малою складовою  $(V_{th}^2/n_e)\vec{\nabla}n_e$ , рівняння

$$d_t[(\alpha - \omega_{He})/n_e] = [(\alpha - \omega_{He})/n_e]\partial_z V_z, d_t V_z = (e/m_e)\partial_z \phi, \quad (5.51)$$

$$d_t = \partial_t + (\vec{V}_\perp \vec{\nabla}_\perp), \quad \alpha \equiv \vec{e}_z \text{rot} \vec{V}.$$

Також з рівняння (1) можна отримати вираз для поперечної ( $\vec{V}_\perp \perp \vec{H}_0$ ) швидкості електронів.

$$\begin{aligned} \vec{V}_\perp &= (e/m\omega_{He})[\vec{e}_z, \vec{\nabla}\phi] - \omega_{He}^{-1}\partial_t[\vec{e}_z, \vec{V}_\perp] - \omega_{He}^{-1}[\vec{e}_z, (\vec{V}\vec{\nabla})\vec{V}_\perp] \approx \\ &\approx (e/m\omega_{He})[\vec{e}_z, \vec{\nabla}\phi] + (e/m\omega_{He}^2)\partial_t \vec{\nabla}_\perp \phi, \end{aligned} \quad (5.52)$$

$$\alpha = 2eE_{r0}/m\omega_{He} + (e/m\omega_{He})\Delta_\perp \phi. \quad (5.53)$$

З (5.50), (5.53) приблизно впливає  $\alpha \approx (\omega_{pe}^2/\omega_{He})\delta n_e/n_{0e}$ , що вихровий рух починається, як тільки з'являється збурення  $\delta n_e$ .

З (5.51) можна отримати

$$d_t(\omega_{He}/n_e) = (\omega_{He}/n_e)\partial_z V_z \quad (5.54)$$

Розглядаючи іони не замагніченими, які рухаються в поздовжньому напрямку зі швидкістю  $V_{i0}$ , з гідродинамічних рівнянь для іонів можна отримати, шукаючи наступну залежність збурень  $\delta n_e$ ,  $\delta n_i \propto \exp[i(k_z z + \ell_\theta \theta - \omega t)]$ ,

$$\frac{\beta \Delta \phi}{4\pi e} = \delta n_e, \quad \beta = \frac{1 - \omega_{pi}^2}{(\omega - k_z V_{i0})^2}, \quad n_e = n_{0e} + \delta n_e. \quad (5.55)$$

Спочатку розглянемо розвиток нестійкості. Тоді з (5.51) отримуємо

$$d_t(\omega_{He}/n_e) = -(e\omega_{He}/m_e n_{0e})ik_z^2 \phi / (\omega - \ell_\theta \omega_{\theta 0}), \quad \omega_{\theta 0} = \mathbf{V}_{\theta 0} / \mathbf{r}. \quad (5.56)$$

З (5.52), (5.55), (5.56) отримуємо рівняння для  $\phi$

$$(\omega_{pe}^2/\omega_{He}^2)\nabla_\theta \phi \nabla_r \omega_{He} + \beta(\partial_t \Delta \phi + \omega_{\theta 0} \partial_\theta \Delta \phi) = ik_z^2 \omega_{pe}^2 \phi / (\omega - \ell_\theta \omega_{\theta 0}). \quad (5.57)$$

Припускаючи, що величина  $A = r^{-1}\partial_r(\omega_{pe}^2/\omega_{He})$  майже не залежить від радіуса і шукаючи поперечну структуру за допомогою функцій Бесселя з

(5.57) можна отримати дисперсійне співвідношення, яке описує розвиток нестійкості

$$1 - \omega_{pi}^2 / (\omega - k_z V_{i0})^2 - \ell_\theta A / k^2 (\omega - \ell_\theta \omega_{\theta 0}) - k_z^2 \omega_{pe}^2 / k^2 (\omega - \ell_\theta \omega_{\theta 0})^2 = 0 \quad (5.58)$$

$\omega_{pe}$ - плазмова частота електронів. Для короткої магнітної котушки можна використовувати

$$\omega_{He}(r) \approx \omega_{He0} (1 + Br^2/R^2) \quad (5.59)$$

при  $B \ll 1$  маємо

$$A = r^{-1} \partial_r (\omega_{pe}^2 / \omega_{He}) \approx -(\omega_{pe0}^2 / \omega_{He0}) 2B/R^2. \quad (5.60)$$

Для густини плазми, яка зменшується з радіусом

$$n_e(r) = n_{0e} (1 - r^2/R^2), \quad (5.61)$$

маємо

$$A = r^{-1} \partial_r (\omega_{pe}^2 / \omega_{He}) \approx -(\omega_{pe0}^2 / \omega_{He0}) 2/R^2. \quad (5.62)$$

Враховуємо, що іони проходять крізь систему за час  $\tau_i = L/V_{i0}$ , а електрони оновлюються протягом часу  $\tau_e$ . (5.58) може бути представлено у вигляді

$$1 - \omega_{pi}^2 / (\omega - k_z V_{i0} - i/\tau_i)^2 - \ell_\theta A / k^2 (\omega - \ell_\theta \omega_{\theta 0} - i/\tau_e) - k_z^2 \omega_{pe}^2 / k^2 (\omega - \ell_\theta \omega_{\theta 0} - i/\tau_e)^2 = 0 \quad (5.63)$$

Будемо називати швидкими збуреннями ті, чия фазова швидкість дорівнює  $V_{ph} \approx V_{\theta 0}$ . Для них з (5.63) отримуємо приблизно  $k_z=0$ ,  $\omega = \omega^{(0)} + \delta\omega$ ,  $|\delta\omega| \ll \omega^{(0)}$  при нехтуванні  $\tau_e$ ,  $\tau_i$

$$\omega^{(0)} = \omega_{pi} = \ell_\theta \omega_{\theta 0}, \quad \omega_{\theta 0} = (\omega_{pe}^2 / 2\omega_{He}) (\Delta n / n_{0e}), \quad (5.64)$$

$$\delta\omega = i\gamma_q, \quad \gamma_q = k^{-1} \sqrt{(\omega_{pi}/2) \ell_\theta |A|}, \quad \Delta n = n_{0e} - n_{0i}$$

З (5.64) випливає

$$\ell_\theta = \sqrt{m_i/m_e} (\omega_{He}/\omega_{pe}) n_{0e} / \Delta n, \quad (5.65)$$

що для типових параметрів експериментів збурення з  $\ell_\theta > 1$  збуджуються при великому магнітному полі і при малій густині електронів.

Оскільки  $\gamma_q$  росте з  $r$ , врахування  $\tau_e$ ,  $\tau_i$  може привести до того, що при  $r$  менших, ніж деяке значення, збурення не збуджуються. Для повільних збурень виконується  $V_{ph} \ll V_{\theta 0}$ . Для них отримуємо з (5.63) в наближенні  $k_z=0$  і нехтуванні  $\tau_e$ ,  $\tau_i$  такі вирази

$$\gamma_s = \left( \sqrt{3}/2^{4/3} \right) \left[ \omega_{pi}^2 \ell_\theta \left( \omega_{pe}^2 / 2\omega_{He} \right) (\Delta n / n_{0e}) \right]^{1/3} \quad (5.66)$$

$$k^2 = -A/\omega_{\theta 0}, \quad \text{Re} \omega_s = \gamma_s / \sqrt{3}.$$

Тут  $\gamma_s$  – інкремент збудження повільних збурень. Оскільки  $\gamma_s$  росте з  $r$ , так як  $k$  росте з  $r$ , врахування  $\tau_e$ ,  $\tau_i$  повинно привести до того, що збурення при  $r$ , менших деякого значення, не збуджуються.

Наведемо просторову структуру швидкого вихору в системі відліку, що обертається з кутовою швидкістю  $\omega_{ph} \equiv V_{ph}/r_q$ . Розглянемо ланцюжок по  $\theta$  вихрів-згустків і вихрів-порожнин електронів, які чергуються. Нехтуючи нестационарними і нелінійними по  $\phi$  членами, отримуємо наступне рівняння

$$\vec{V}_\perp = - (e/m\omega_{He}) [\vec{e}_z, \vec{E}_{r0}] + (e/m\omega_{He}) [\vec{e}_z, \vec{\nabla}\phi], \quad (5.67)$$

яке описує квазістаціонарну динаміку електронів в схрещених полях і полі вихрового збурення. З (5.67) отримуємо вираз для радіальної і азимутальної швидкостей електронів

$$V_r = - \left( \frac{e}{m\omega_{He}} \right) \nabla_\theta \phi, \quad V_\theta = V_{\theta 0} + (e/m_e\omega_{He}) \nabla_r \phi, \quad (5.68)$$

$$V_{\theta 0} = -(e/m_e\omega_{He}) E_{r0} = (\omega_{pe}^2 / 2\omega_{He}) (\Delta n / n_{0e}) r$$

$V_\theta$  представимо у вигляді суми фазової швидкості збурення,  $V_{ph}$ , і швидкості азимутальних осциляцій електронів,  $\delta V_\theta$ , в полі збурення,  $V_\theta = V_{ph} + \delta V_\theta$ . Оскільки  $V_\theta = r d\theta/dt$ , представимо  $d\theta/dt$  у вигляді  $d\theta/dt = d\theta_1/dt + \omega_{ph}$ , де  $\omega_{ph} = (\Delta n / n_{0e}) (\omega_{pe}^2 / 2\omega_{He})|_{r=r_v}$ ,  $r_v$  – радіус розташування вихрового збурення. Тоді з (16) одержимо

$$d\theta_1/dt = (e/m_e)[E_{ro}(r)/r\omega_{He}(r) - E_{ro}(r_q)/r_q\omega_{He}(r_q)] + \\ + (e/rm_e\omega_{He})\partial_r\phi, \quad dr/dt = -(e/m_e\omega_{He}r)\partial_\theta\phi \quad (5.69)$$

При малих відхиленнях  $r$  від  $r_v$ , розкладаючи  $\Delta n(r)/\omega_{He}(r)$  по  $\delta r \equiv r - r_v$  і інтегруючи (5.69), отримаємо

$$(\delta r)^2 + 4\phi/r_q\omega_{He}\partial_r[E_{ro}(r)/r\omega_{He}(r)]|_{r=r_q} = \text{const} \quad (5.70)$$

Границя вихору, розділяє захоплені електрони, що утворюють вихор і рухаються по замкнутих траєкторіях, і прольотні електрони, що рухаються поза границі вихору і осцилюють в його полі. Для границі вихору отримуємо з умови  $\delta r|_{\phi=\phi_0} = \delta r_{cl}$  вираз

$$\delta r = \pm [-4(\phi + \phi_0)/r_q\omega_{He}\partial_r[E_{ro}(r)/r\omega_{He}(r)]|_{r=r_q} + (\delta r_{cl})^2]^{1/2} \quad (5.71)$$

Тут  $\delta r_{cl}$  – радіальна ширина вихору-згустку електронів. З (5.71) впливає радіальний розмір вихору-порожнини електронів

$$\delta r_h = [-8\phi_0/r_q\omega_{He}\partial_r[E_{ro}(r)/r\omega_{He}(r)]|_{r=r_q} + (\delta r_{cl})^2]^{1/2} \quad (5.72)$$

З рівняння руху електронів і рівняння Пуассона можна отримати приблизно вираз для завихреності  $\alpha \equiv \mathbf{e}_z \text{rot} \mathbf{V}$ , характеристики вихрового руху електронів

$$\alpha \approx -2eE_{ro}/rm\omega_{He} + (\omega_{pe}^2/\omega_{He})\delta n_e/n_{eo} \quad (5.73)$$

Звідси впливає, що до певної амплітуди вихору структура траєкторій електронів в полі послідовності по  $\theta$  швидких вихорів в системі спокою, що обертається з  $\omega_{ph} \equiv V_{ph}/r_q$ , має вигляд, показаний на рис. 5.4.

Для великих амплітуд швидких вихрів в областях згустків електронів утворюються протитечії (див. рис. 5.5). Вихор-порожнина обертається в системі, що обертається з частотою  $\omega_{ph} \equiv V_{ph}/r_q$ , в ту ж сторону, що і незбурена плазма. Вихор-згусток же обертається в протилежну сторону обертання незбуреної плазми при  $\delta n_e > \Delta n \equiv n_{oe} - n_{oi}$ .

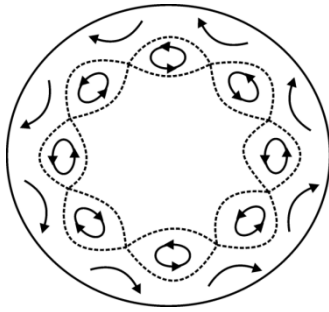


Рис. 5.4. Структура траєкторій електронів в полі послідовності по  $\theta$  швидких вихрів в системі спокою, яка обертаються з

$$\omega_{ph} = \frac{V_{ph}}{r_q}$$

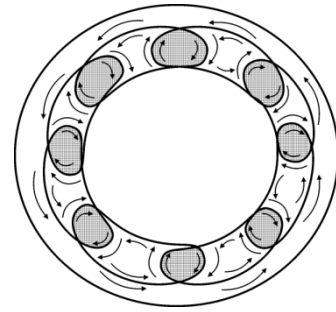


Рис. 5.5. Структура траєкторій електронів в полі послідовності по  $\theta$  для великих амплітуд швидких вихорів в системі спокою, що

$$\text{обертається с } \omega_{ph} = \frac{V_{ph}}{r_q}$$

Видно, що розмір вихору обернено пропорційний  $[-8/r_q \omega_{He} \partial_r [E_{ro}(r)/r \omega_{He}(r)]|_{r=r_q}]^{1/2}$  і пропорційний  $\phi_o^{1/2}$ . Тобто розмір вихору істотно залежить від радіальних градієнтів магнітного і електричного полів. При малих  $\partial_r [E_{ro}(r)/r \omega_{He}(r)]|_{r=r_q}]^{1/2}$  вже при невеликому збуренні густини електронів розмір вихору,  $\delta r_h$ , може досягти  $\delta r_h \approx R/2$ ,  $R$  – радіус плазмової системи.

Вираз (5.69) можна проінтегрувати без розкладання  $\Delta n(r)/\omega_{He}(r)$  по  $\delta r \equiv r - r_v$ . Для цього в наближенні  $\Delta n \neq \Delta n(r)$  апроксимуємо  $\omega_{He}(r) = \omega_{Ho}(1 + \mu r^2/R^2)$ . Тоді, інтегруючи (5.69), отримаємо

$$2\phi + \pi e \Delta n r^2 [1 - \omega_{Ho}/2\omega_{He}(r_v) - \omega_{He}(r)/2\omega_{He}(r_v)] = \text{const} \quad (5.74)$$

З умови  $r|_{\phi=\phi_0} = r_v + \delta r_{cl}$  і (5.74) знаходимо співвідношення, що визначає границю вихору-порожнини електронів,

$$[r^2 - (r_v + \delta r_{cl})^2][1 - \omega_{Ho}/\omega_{He}(r_v)] - [r^4 - (r_v + \delta r_{cl})^4] \omega_{Ho} \mu / 2R^2 \omega_{He}(r_v) + 2(\phi + \phi_o) / \pi e \Delta n = \text{const} \quad (5.75)$$

З (5.75) і  $r|_{\phi=\phi_0} = r_v + \delta r_h$  знаходимо співвідношення, яке визначає радіальну ширину вихору-порожнини електронів,

$$\phi_o 4R^2 \omega_{He}(r_v) / \pi e \Delta n] \omega_{Ho} \mu = (\delta r_h - \delta r_{cl})(2r_v + \delta r_h + \delta r_{cl})[r_v(\delta r_h + \delta r_{cl}) + (\delta r_h^2 + \delta r_{cl}^2)/2] \quad (5.76)$$

Розглянемо вихор з малою фазовою швидкістю  $V_{ph}$  в порівнянні з дрейфовою швидкістю електронів,  $V_{ph} \ll V_{\theta 0}$ . Просторова структура траєкторій електронів в його полі для невеликих амплітуд вихору має вигляд, показаний на рис. 5.5. Це залежить від того, що у всій системі  $\alpha$  має однаковий знак,  $\alpha > 0$ . Іншими словами, радіальне електричне поле, створюване вихором менше, ніж зовнішнє електричне поле,  $E_{rv} < E_{r0}$ . Тоді у всій системі азимутальні швидкості електронів мають однаковий знак і не виникає протитечій електронів. У повільного вихору малої амплітуди немає сепаратриси. Для опису траєкторій електронів скористаємося (5.68). Використовуючи в них  $V_{\theta} = r d\theta/dt$  і виключаючи  $\theta$ , отримаємо для границі вихору  $r(\theta)$

$$r = [r_s^2 + (\phi_0 - \phi) 2 / \pi e \Delta n]^{1/2} \quad (5.77)$$

У разі малих амплітуд (5.77) набирає вигляду

$$\delta r \equiv r - r_s = (\phi_0 - \phi) / \pi e \Delta n r_s \quad (5.78)$$

З (5.77) отримуємо радіальний розмір повільного вихору

$$\delta r_s \equiv r|_{\phi = \phi_0} - r_s = [r_s^2 + 4\phi_0 / \pi e \Delta n]^{1/2} - r_s \quad (5.79)$$

У разі малих амплітуд (5.49) набирає вигляду

$$\delta r_s \approx 2\phi_0 / \pi e \Delta n r_s \quad (5.80)$$

Для опису структури повільного вихору можна скористатися також рівнянням

$$d_t \omega_{He} / n_e \approx 0, \quad d_t = \partial_t + (V_{\perp} \nabla_{\perp}) - V_{ph} \nabla_{\theta} \quad (5.81)$$

З нього наближено отримуємо рівняння, що описує повільний вихор малої амплітуди

$$dr/dt \approx -[n_0 \omega_{He} / \partial_r \omega_{He}(r)] [\partial_{\tau} - V_{ph} \nabla_{\theta} + V_{\theta 0} \nabla_{\theta}] (1 / (n_0 + \delta n)), \quad (5.82)$$

$$d\theta/dt \approx V_{\theta 0}.$$

або

$$\delta r \equiv r - r_v \approx \omega_{He}(r_v) \delta n / n_0 r_v \partial_r \omega_{He}(r_v) \quad (5.83)$$

Оскільки на  $r=r_v$ ,  $\delta n_o(r=r_v)=0$ , то по ній електрон рухається з  $V_{\theta o}$  без радіальних збурень. При  $r>r_v$  відбувається позитивний радіальний зсув, а при  $r<r_v$  – від'ємний радіальний зсув електронів. Радіальний розмір повільного вихору обернено пропорційний радіальному градієнту магнітного поля.

При великих амплітудах,  $\delta n_e > \Delta n$  (або  $E_{rv} > E_{ro}$ ), в областях простору, де розташовуються порожнини електронів, характеристика вихрового руху  $\alpha$  приймає протилежний знак,  $\alpha < 0$ . Іншими словами по осі, що з'єднує вихор-порожнину і вихор-згусток, виконується нерівність  $E_{rv} > E_{ro}$ , і виникає азимутальний протиток електронів. Тоді в деяких областях електрони обертаються в напрямку, протилежному їх обертанню в схрещених полях. Повільний вихор - дипольне збурення густини електронів, розділене по радіусу. На відміну від випадку швидкого вихору всі електрони, що знаходяться поза границі повільного вихору великої амплітуди, обганяють вихор, оскільки виконується нерівність  $V_{ph} \ll V_{oo}$ . При  $\delta n_e > \Delta n$  структура повільного вихору аналогічна структурі вихору Россбі.

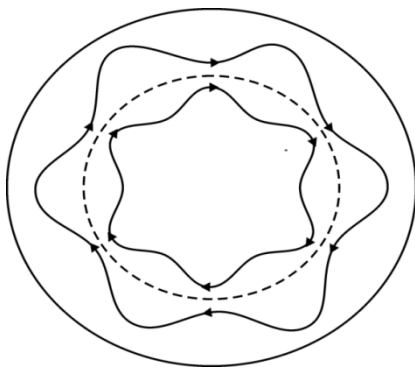


Рис. 5.6 – Траєкторії електронів в полі повільного вихрового збурення малої амплітуди.

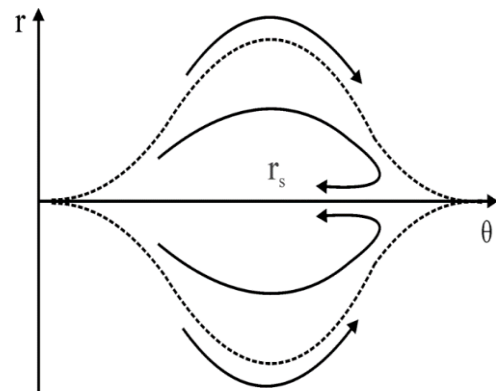


Рис. 5.7. Траєкторії електронів в повільному вихорі великої амплітуди.

Аналогічно (5.58) можна отримати дисперсійне співвідношення

$$1 + \frac{\omega_{pe}^2 \ell_{\theta}}{n_0 r (\omega - \ell_{\theta} \omega_{\theta oe}) k^2} \partial_r \left( \frac{n_{oe}}{\omega_{ce}} \right) - \frac{\omega_{pi}^2}{(\omega_{\theta oi} \ell_{\theta} - \omega)^2} = 0, \quad (5.84)$$

яке демонструє пригнічення нестійкості в випадку замагнічених іонів

$$\frac{qE_r}{m_i \omega_{ci}^2} \leq R.$$

#### **5.4. Пригнічення вихрової турбулентності в плазмі сепаратора в схрещених електричному і магнітному полях за рахунок скінченної довжини системи і за рахунок скінченного часу оновлення електронів та іонів**

У плазмі [158-160] турбулентність збуджувалася в схрещених радіальному електричному і поздовжньому магнітному полях градієнтом зовнішнього магнітного поля. Ця турбулентність представляє собою розподілену завихреність. У цьому матеріалі теоретично досліджується збудження і пригнічення подібної вихрової турбулентності, яка збуджується в циліндричній плазмі в схрещених радіальному електричному  $E_{0r}$  і поздовжньому магнітному  $H_0$  полях [163, 164]. Із загального лінійного рівняння, представленого в статті [160], для завихреності отримано дисперсійне рівняння, що описує розвиток нестійкості збудження вихрової турбулентності. Показано, що скінченна довжина сепаратора, скінченний час виходу електронів та іонів з сепаратора призводять до появи порога нестійкості і до зменшення інкремента його розвитку [13].

Виведемо дисперсійне співвідношення. Враховуємо, що іони проходять зі швидкістю  $V_{bi}$  через сепаратор довжиною  $L$  за час, приблизно рівний  $\tau_i = L/V_{bi}$ . Також іони перезаряджаються в сепараторі протягом скінченного часу. Враховуємо, що електрони проходять через сепаратор і оновлюються в сепараторі теж протягом скінченного часу  $\tau_e$ . Загасання збурень густини і швидкості електронів та іонів при оновленні їх незбурених значень описуємо, використовуючи.  $v_i \equiv \frac{1}{\tau_i}$ ,  $v_e \equiv \frac{1}{\tau_e}$ .

Скористаємося гідродинамічними рівняннями для електронів



$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + v_e (\vec{V} - \vec{V}_{\theta 0}) + (\vec{V} \vec{\nabla}) \vec{V} &= \left( \frac{e}{m_e} \right) \vec{\nabla} \phi + [\vec{\omega}_{He}, \vec{V}] - \left( \frac{V_{th}^2}{n_e} \right) \vec{\nabla} n_e, \\ \frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{(n_e - n_{oe})}{\tau_e} + \vec{\nabla} (n_e \vec{V}) &= 0. \end{aligned} \quad (5.85)$$

Також використаємо гідродинамічні рівняннями для іонів

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{V}_i}{\partial t} + v_i (\vec{V} - \vec{V}_{bi}) + (\vec{V}_i \vec{\nabla}) \vec{V}_i &= - \left( \frac{q_i}{m_i} \right) \vec{\nabla} \phi, \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{(n_i - n_{oi})}{\tau_i} + \nabla (n_i \vec{V}_i) &= 0. \end{aligned} \quad (5.86)$$

і рівняння Пуассона для електричного потенціалу,  $\phi$

$$\Delta \phi = 4\pi (en_e - q_i n_i). \quad (5.87)$$

Тут,  $\vec{V}$ ,  $n_e$  – швидкість і густина електронів,  $V_{th}$  – теплова швидкість електронів;  $\vec{V}_{\theta 0}$  – швидкість азимутального дрейфу електронів в схрещених полях;  $\vec{V}_i$ ,  $n_i$ ,  $q_i$ ,  $m_i$  – швидкість, густина, заряд і маса іонів.

Оскільки розміри вихрових збурень набагато більше електронного радіуса Дебая,  $r_{de} \equiv \frac{V_{th}}{\omega_{pe}}$ , то можна знехтувати останнім доданком в (5.85). Тут

$$\omega_{pe} \equiv \left( \frac{4\pi n_{oe} e^2}{m_e} \right)^{1/2}, \quad n_{oe} - \text{незбурена густина електронів.}$$

З рівнянь (5.85) можна отримати нелінійні рівняння

$$\begin{aligned} d_t \left[ \frac{(\alpha - \omega_{He})}{n_e} \right] &= \left[ \frac{(\alpha - \omega_{He})}{n_e} \right] \partial_z V_z - \frac{\alpha v_e}{n_e}, \\ d_t V_z + v_e V_z &= \left( \frac{e}{m_e} \right) \partial_z \phi, \end{aligned} \quad (5.88)$$

які описують як поперечну, так і повздовжню динаміку електронів.

$$d_t \equiv \partial_t + (\vec{V}_\perp \vec{\nabla}_\perp), \quad \partial_z \equiv \frac{\partial}{\partial z}, \quad \partial_t \equiv \frac{\partial}{\partial t}, \quad (5.89)$$

Тут  $\vec{V}_\perp$ ,  $V_z$  – поперечна і поздовжня швидкості електронів,  $\alpha$  – завихреність, характеристика вихрового руху електронів,  $\alpha \equiv \vec{e}_z \text{rot} \vec{V}$ .

З урахуванням старших лінійних членів з (5.85) можна отримати

$$\vec{V}_\perp \approx \left( \frac{e}{m_e \omega_{\text{He}}} \right) [\vec{e}_z, \vec{V}_\perp \phi] + \left( \frac{e}{m_e \omega_{\text{He}}^2} \right) (\partial_t + v_e) \vec{V}_\perp \phi \quad (5.90)$$

З (5.90) отримуємо

$$\begin{aligned} \alpha \equiv \mu \omega_{\text{He}} \approx & -\frac{2eE_{\text{or}}}{rm_e \omega_{\text{He}}} - \frac{eE_{\text{or}}}{m_e} \partial_r \left( \frac{1}{\omega_{\text{He}}} \right) + \frac{e}{m_e \omega_{\text{He}}} \Delta_\perp \phi + \\ & + \frac{e}{m_e} (\partial_r \phi) \partial_r \left( \frac{1}{\omega_{\text{He}}} \right) + \frac{e}{m_e} (\partial_t + v_e) \vec{e}_z \left[ \vec{V}_\perp, \left( \frac{1}{\omega_{\text{He}}^2} \right) \vec{V}_\perp \phi \right], \\ & \vec{V} \phi \equiv \vec{V} \phi - \vec{E}_{\text{or}} \end{aligned} \quad (5.91)$$

Тут  $E_{\text{or}}$  – радіальне фокусуюче електричне поле,  $\phi$  – електричний потенціал вихрового збурення;

$$-\frac{2eE_{\text{or}}}{rm_e \omega_{\text{He}}} = \left( \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{\omega_{\text{He}}} \right) \left( \frac{\Delta n}{n_{\text{oe}}} \right) \equiv \eta \omega_{\text{He}}, \quad \Delta n \equiv n_{\text{oe}} - n_{\text{oi}} \frac{q_i}{e}.$$

З (5.91)  $\alpha \approx \left( \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{\omega_{\text{He}}} \right) \left( \frac{\delta n_e}{n_{\text{oe}}} \right)$  наближено впливає. Таким чином вихровий

рух починається як тільки з'являється збурення густини електронів  $\delta n_e$ .

Використовуємо те, що буде показано нижче, характерні частоти збурень приблизно рівні іонній плазмовій частоті,  $\omega_{\text{pi}}$ .

Оскільки іони потоку мають велику масу і рухаються через сепаратор зі швидкістю  $V_{\text{bi}}$ , опишемо їх динаміку в лінійному наближенні. Виводимо збурення густини іонів з рівнянь (5.86)

$$\delta n_i = -n_{\text{io}} \left( \frac{q_i}{m_i} \right) \frac{\Delta \phi}{(\omega - k_z V_{\text{ib}} + i v_i)^2} \quad (5.92)$$

Тут  $k_z$ ,  $\omega$  – поздовжній хвильовий вектор, частота збурення,  $V_{bi}$  – незбурена поздовжня швидкість потоку іонів. Підставляючи (5.92) в рівняння Пуассона (5.87), отримуємо

$$\frac{\beta \Delta \phi}{4\pi e} = \delta n_e, \quad \beta = 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{(\omega - k_z V_{ib} + i\nu_i)^2}, \quad n_e = n_{oe} + \delta n_e. \quad (5.93)$$

Розглянемо розвиток нестійкості в лінійному наближенні. Шукаємо залежність збурення від  $z$ ,  $\theta$  у вигляді, пропорційному  $\delta n_e \propto \exp(ik_z z + i\ell_\theta \theta)$ .

Тоді з (5.88) отримуємо

$$d_t \left( \frac{\omega_{He}}{n_e} \right) = \alpha \frac{v_e}{n_e} - \left( \frac{e \omega_{He}}{m_e n_{oe}} \right) \frac{ik_z^2 \phi}{(\omega - \ell_\theta \omega_{\theta o} + i\nu_e)}, \quad \omega_{\theta o} \equiv \frac{V_{\theta o}}{r}. \quad (5.94)$$

З (5.89), (5.90), (5.93), (5.94) отримуємо, враховуючи радіальний градієнт магнітного поля короткої котушки і густини плазми, наступний закон дисперсії, який описує розвиток нестійкості

$$1 - \frac{\omega_{pi}^2}{(\omega - k_z V_{bi} + i/\tau_i)^2} - \frac{(\ell_\theta/r) \partial_r (\omega_{pe}^2/\omega_{He})}{(\omega - \ell_\theta \omega_{\theta o} + i/\tau_e) k^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - \ell_\theta \omega_{\theta o} + i/\tau_e)^2} \frac{k_z^2}{k^2} = 0. \quad (5.95)$$

Тут  $k$  – хвильовий вектор.

З (5.95) для швидких  $V_{ph} \approx V_{\theta o}$  вихрових збурень отримаємо в наближенні  $k_z = 0$ ,  $\omega = \omega^{(o)} + \delta\omega$ ,  $|\delta\omega| \ll \omega^{(o)}$

$$\omega^{(o)} = \omega_{pi} = \ell_\theta \omega_{\theta o}, \quad \omega_{\theta o} = \left( \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega_{He}} \right) \left( \frac{\Delta n}{n_{oe}} \right), \quad \Delta n \equiv n_{oe} - \frac{q_i n_{oi}}{e}, \quad \delta\omega = i\gamma_q,$$

$$\gamma_q \approx \left( \frac{1}{k} \right) \sqrt{\left( \frac{\omega_{pi}}{2} \right) \left( \frac{\ell_\theta}{r} \right) \left| \partial_r \left( \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}} \right) \right|} - \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_i} \right). \quad (5.96)$$

$\gamma_q$  – інкремент збудження швидких вихрових збурень.

З (5.95) для повільних  $V_{ph} \ll V_{\theta o}$  вихрових збурень отримаємо

$$\gamma_s = \gamma_{s0} - \frac{1}{3} \left( \frac{1}{\tau_e} + \frac{2}{\tau_i} \right), \quad \gamma_{s0} \approx \left( \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} \right) \left[ \omega_{pi}^2 \ell_\theta \omega_{\theta o} \right]^{1/3}$$

$$k^2 = -\left(\frac{1}{V_{\theta 0}}\right) \partial_r \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}}\right), \text{Re} \omega_s = \frac{\gamma_{s0}}{\sqrt{3}}. \quad (5.97)$$

Тут  $\gamma_s$  – інкремент збудження повільних вихрових збурень,  $\text{Re} \omega_s$  – реальна частина частоти. Видно що  $\tau_e$  і  $\tau_i$  зменшують інкремент і призводять до появи порога розвитку нестійкості.

Розглянемо тепер, як скінченний  $k_z \neq 0$  впливає на інкремент розвитку нестійкості. З (5.95) отримуємо для інкремента збудження повільної вихрової турбулентності з урахуванням  $k_z$

$$\gamma_s \approx \left(\frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}}\right) \omega_{pi}^{2/3} (\ell_\theta \omega_{\theta 0} - k_z V_{bi})^{1/3} \left\{ 1 - \frac{k_z^2}{\left[ 2k_z^2 + \left(\frac{\ell_\theta}{r}\right) (\ell_\theta \omega_{\theta 0} - k_z V_{bi}) \left| \partial_r \left(\frac{1}{\omega_{He}}\right) \right| \right]} \right\}^{1/3}. \quad (5.98)$$

З (5.98) видно, що врахування поздовжньої динаміки іонів і електронів призводить до зменшення інкремента розвитку нестійкості. Збурювання з  $k_z \left( \approx \frac{\pi}{L} \right)$  мають максимальний інкремент, тобто чим менше довжина сепаратора, тим менше інкремент.

Таким чином, отримано дисперсійне рівняння, що описує можливий розвиток збуджуваної нестійкості вихрової турбулентності в циліндричній плазмі сепаратора в схрещених радіальному електричному і поздовжньому магнітному полях з урахуванням скінченної довжини сепаратора, скінченного часу виходу з сепаратора електронів та іонів плазми, скінченного часу перезарядки іонів і скінченного часу поновлення електронів. Показано, що скінченна довжина сепаратора, скінченний час виходу електронів та іонів з плазми сепаратора, скінченний час перезарядки іонів і скінченний час поновлення електронів призводить до появи порога нестійкості і зменшення інкремента його розвитку.

## Висновки до розділу 5

Вперше описано та вивчено збудження та властивості солітону, котрий виникає біля фольги під дією на неї лазерного імпульсу. Такий солітон рухається з тепловою швидкістю електронів плазми. Отримана залежність швидкості та ширини солітону від амплітуди при її великих значеннях. При великих значеннях амплітуди показано, що з ростом амплітуди ширина солітону зростає, як при числовому моделюванні так і в експериментах.

Для схрещених електричного та магнітного полів отримано векторне рівняння, котре описує рух частинок. Аналогічна конфігурація, схрещених радіального електричного і поздовжнього магнітного полів, застосовується в пристроях сепаратору. Отримано дисперсійне рівняння, що описує можливий розвиток нестійкості збудження вихрової турбулентності в циліндричній плазмі сепаратора в схрещених радіальному електричному і поздовжньому магнітному полях з урахуванням скінченної довжини сепаратора, скінченного часу виходу електронів та іонів плазми з сепаратора, скінченного часу перезарядки іонів і скінченного часу поновлення електронів. Показано, що саме призводить до появи порога нестійкості і до зменшення інкремента її розвитку.

Результати, представлені в Розділі 5, були опубліковані в таких статтях і матеріалах наукових конференцій [11, 12, 13]

## ВИСНОВКИ

1. Вперше за допомогою числового моделювання та аналітично досліджували кільватерну плазмову лінзу для релятивістських електронних згустків в якій згустки послідовності фокусуються однаково і однорідно. Для цього необхідно, щоб довжина кожного згустку дорівнювала половині довжини кільватерної хвилі  $\xi_b = q(\lambda/2)$ ,  $q=1, 2, \dots$ , а заряд 1-го згустку був в два рази менше зарядів всіх інших згустків. Проміжок між згустками повинен бути кратним довжині хвилі  $\delta\xi = p\lambda$ ,  $p=1, 2, \dots$ . Аналітично показано, що тільки 1-й згусток знаходиться в кінцевому поздовжньому кільватерному полі  $E_z \neq 0$ . Інші згустки знаходяться в нульовому поздовжньому кільватерному полі  $E_z = 0$ . Відтак, 1-й згусток обмінюється енергією з кільватерним полем. Наступні згустки не обмінюються енергією з кільватерним полем. Радіальна кільватерна сила  $F_r$  в областях розташування згустків приблизно постійна уздовж згустків.

Розглянута кільватерна плазмова лінза для послідовності згустків для трьох випадків їх довжин при проміжках між ними, котрі дорівнюють різним кількостям довжин хвиль. Використовуючи згусток-передвісник половинного заряду і з'єднали його з наступним (1-им) згустком. Заряд згустку-передвісник в 2 рази менше зарядів інших згустків, таким чином поздовжнє розподілення густини першого згустку буде у вигляді сходинки.

Розглянута кільватерна плазмова лінза для згустків однакового заряду з довжинами і проміжками між згустками, рівними довжині хвилі  $\lambda$  або кратне  $1,5\lambda$ , то побачили, що усі згустки фокусуються однаково, але неоднородно уздовж кожного згустку.

У разі неоднорідного поздовжнього розподілу густини електронних згустків їх середини фокусуються повільніше, ніж фронти, що показано як аналітично так і за допомогою числового моделювання.

Аналітично і за допомогою числового моделювання показано, що усі згустки послідовності можуть фокусуватися однаково і однорідно для

коротких згустків  $\Delta\xi_b < \lambda/2$ . Вперше запропоновано і показано, що існує два типи лінз які забезпечують таке фокусування. Для цього необхідно, щоб в одному випадку довжина 1-го згустку  $\Delta\xi_{b1}$  була рівною половині довжини хвилі  $\Delta\xi_{b1} = \lambda/2$ , всі інші згустки короткі,  $\Delta\xi_b < \lambda/2$ , густина заряду всіх інших згустків в 2 рази більше густини заряду 1-го згустку. Для того, щоб в областях розташування згустків поздовжнє поле було рівне нулю  $E_z = 0$ , а радіальне фокусуюче поле було однаковим уздовж згустку  $F_r = \text{const}$ , проміжки між усіма згустками повинні бути кратні довжині хвилі  $\delta\xi = p\lambda$ ,  $p = 1, 2, \dots$ . У другому випадку необхідно, щоб заряди у всіх згустках були в  $\sqrt{2}$  рази більше заряду 1-го. Проміжок між 1-им і 2-им згустками дорівнює  $(n+1/8)\lambda$ ,  $n = 1, 2, \dots$ . Проміжок між іншими згустками кратний  $\lambda$ . Аналітично показано, що тільки 1-й згусток знаходиться в кінцевому  $E_z \neq 0$ . Інші згустки знаходяться в нульовому поздовжньому електричному кільватерному полі  $E_z = 0$ . Наступні згустки не обмінюється енергією з кільватерним полем. Радіальна кільватерна сила  $F_r$  в областях розташування згустків приблизно однакова вздовж згустків.

За допомогою числового моделювання розглянуті фокусуючі поля для коротких згустків при профілюванні їх заряду за лінійним законом як уздовж послідовності так і вздовж кожного згустку. Це забезпечує розташування згустків в малих і приблизно однакових полях, що гальмують і максимальних фокусируючих полях.

За допомогою числового моделювання розглянуто фокусуюче поле в разі суцільного пучка, а так само вперше показано, що вздовж всього згустку фокусуюче поле однакове (однорідне), якщо передній фронт цього суцільного пучка буде являти собою сходинок половинної густини довжиною в половину довжини хвилі. Фокусує поле досягає свого значення на короткому просторовому інтервалі, що збігається з переднім фронтом пучка.

За допомогою числового моделювання досліджено співвідношення самофокусування за рахунок компенсації об'ємного заряду згустків у плазмі і фокусування які збуджуються в плазмі кільватерним полем. Показано, що при збудженні кільватерного поля згустком, довжина якого дорівнює половині довжини хвилі, відношення кільватерного фокусування до самофокусування велике в кінці згустку, форма якого така, що його ток спадає від максимального значення в голові згустку до нуля в кінці згустку. Однак відношення кільватерного фокусування до самофокусування прагне до нуля в кінці згустку, довжина якого дорівнює половині довжини хвилі, якщо його ток наростає уздовж згустку від нульового значення в голові згустку до максимального значення в кінці згустку. У разі згустку постійного струму з крутими фронтами, довжина якого становить кілька плазмових довжин хвиль, сила самофокусування  $F_s$  постійна уздовж згустку, а сила кільватерного фокусування змінюється від  $-F_s$  до  $F_s$ , так що сумарна фокусуюча сила змінюється від 0 до  $2F_s$ . У разі згустку постійного струму з передвісником половинного струму і довжиною, яка дорівнює половині довжини хвилі, фокусування згустку визначається однорідної силою самофокусування, а сила кільватерного фокусування дорівнює нулю. У разі прямокутного згустку, довжина якого дорівнює половині довжини хвилі, співвідношення кільватерного фокусування і самофокусування приблизно дорівнює 50% на 50%. У разі гауссовського згустку майже на всій довжині згустку радіальне електричне поле дефокусіруюче і тільки в самому кінці згустку воно стає фокусуючим. Однак весь згусток фокусується за рахунок самофокусування. У разі послідовності довгих  $\Delta\xi_b = \lambda$  згустків з передвісником половинної густини заряду на першій половині передвісника відбувається екранування об'ємного заряду, на 2-й його половині зростає кільватерне поле, досягаючи величини поля об'ємного заряду. Це кільватерне поле компенсується збільшеним полем збільшеного об'ємного заряду. Фокусування згустків визначається тільки самофокусуванням.



Розглянуто співвідношення самофокусування і кільватерного фокусування для довгого згустку  $\Delta\xi_b \gg \lambda$ . Показано, що тільки якщо використовувати відповідний передвісник, виходить ідеальне фокусуюче поле. Однорідне фокусування довгого згустку з передвісником визначається тільки самофокусуванням.

Числовим моделюванням досліджено фокусування релятивістських електронних згустків нерезонансним кільватерним полем, яке збуджується ними в плазмі. Для гарного фокусування знайдений оптимальний набір параметрів. Для цього використовується певна різниця частоти хвилі і частоти проходження згустків при даній довжині згустків.

Для визначення оптимальних параметрів використовуються дві умови. А саме, щоб усі  $N_b$  згустків вміщувалися на довжині одного биття, треба  $0 < \omega_{pe} - \omega_m < \omega_{cr}$ .  $\omega_{cr}$  – деяка критична частота, пов'язана з кількістю згустків  $N_b$ . При цьому щоб всі електрони всіх згустків перебували в фокусуючих кільватерних полях, треба щоб  $\Delta\xi_b < \Delta\xi_{cr}$ . Визначено, що для кожної різниці частот  $\omega_{pe} - \omega_m$  існують такі довжини послідовності і довжини згустків, коли всі електрони всіх згустків виявляються в фокусуючих полях. Розглянуто випадок фокусування довгої послідовності релятивістських електронних згустків нерезонансним кільватерним полем. Для цього за допомогою методів числового моделювання було розглянуто розподіл довгої послідовності коротких релятивістських електронних згустків по відношенню до биття збудженого кільватерного поля при  $\omega_{pe} > \omega_m$ . Було показано, що в нерезонансному випадку згустки знаходяться в фокусуючих полях биття за винятком фронтів биття, де вони не фокусуються. За допомогою числового моделювання показали, що згустки профільовані за лінійним законом послідовності і згустки профільовані за лінійним законом послідовності з передвісником виявляються в максимальних фокусуючих полях.

2. При використанні кільватерного методу прискорення важливим є коефіцієнт трансформації. В роботі досліджується підвищення коефіцієнта трансформації в лінійному і нелінійному випадках при профілюванні заряду за лінійним законом, як уздовж послідовності так і вздовж кожного згустку з використанням коду LCODE [117].

З метою досягнення максимального коефіцієнта трансформації при збудженні кільватерного поля в плазмі було розглянуто збудження кільватерного поля в плазмі профільованою послідовністю згустків. У цьому матеріалі показано, що такий великий коефіцієнт трансформації може бути досягнутий також для різних довжин згустків  $\Delta\xi_b = \lambda, 2\lambda, \dots$  і для різних відстаней між ними  $\delta\xi = \lambda, 2\lambda, \dots$ . При цьому перед послідовністю згустків на деякій відстані необхідно розміщувати передвісник малого заряду у вигляді прямокутного згустку, довжина якого дорівнює чверті довжини хвилі  $\lambda/4$ . З використанням методів числового моделювання вдалося домогтися, щоб усі електрони кожного протяжного згустку і усі згустки послідовності гальмувалися майже однаковою силою. Показано, що при використанні послідовності згустків, заряд яких профільований за лінійним законом, і при використанні перед послідовністю короткого згустку - передвісника малого заряду коефіцієнт трансформації більше максимального відомого зараз  $2\pi N$  на 30÷50%, де  $N$  - число згустків.

Однак уздовж послідовності зростає радіальна кільватерна сила  $F_r$ , яка може привести до нестійкості. Але, якщо підібрати певні вітнеси і узгодити їх з певними чергуючими їх драйверами, можна домогтися періодичного стаціонарного випадку. Спочатку передвісник, потім слідує ланцюжок, профільований за лінійним законом як уздовж кожного згустку, так і вздовж послідовності. Далі йдуть щільні прискорювані згустки, так що амплітуда зменшується в конкретному розглянутому випадку в 2 рази, що чергуються згустками - трапеціями, які відновлюють амплітуду кільватерного поля після кожного щільного згустку який прискорюється. І так повторюється до

нескінченності. Переваги даної схеми наступні. Не тільки однорідне гальмування, великий коефіцієнт трансформації, великий струм прискорених згустків, а й однакова для всіх згустків - драйверів фокусуюча сила в нелінійному випадку, неоднорідність якої уздовж згустку - драйвера зменшується з ростом числа згустків - драйверів  $N_{fr}$  з переднього фронту послідовності, заряд яких наростає уздовж послідовності.

Числовим моделюванням досліджено підвищення коефіцієнта трансформації в нелінійному випадку, а також в комбінованому випадку, коли заряди перших десяти згустків послідовності нарастають як 1:3:5:..., тобто  $Q_n = (2n-1)Q_1$ , а подальше скінченне число однакових «точкових» згустків поміщені в фази, де кільватерне поле від попередніх згустків дорівнює нулю. Розглянуто випадок профілювання заряду послідовності згустків в нелінійному режимі. Переконалися, що профільований по заряду ланцюжок згустків забезпечує в нелінійному режимі коефіцієнт трансформації значно більший, ніж у лінійному режимі. У довгих ланцюжках доцільно використовувати комбінацію 10 згустків, профільованих по заряду, а наступні згустки, профільовані по фазі.

За допомогою числового моделювання досліджується для параметрів експериментів [19, 141] збудження кільватерного поля довгою послідовністю коротких гаусівських згустків релятивістських електронів і прискорення електронних згустків з малим зарядом в збудженому полі. Показано, що коефіцієнт трансформації зростає з ростом числа згустків послідовності при відстані між згустками, рівній сумі довжини збуджуваної хвилі і половини ширини згустку по основі і при розташуванні згустків через півтори довжини хвилі. Розглянуто різні варіації параметрів, при яких коефіцієнт трансформації залишається великим. Числове моделювання показує, що коефіцієнт трансформації і прискорююче поле залишається великим в разі варіації параметрів. Однак в цих випадках поля що гальмують і їх просторові розподіли різні.

3. В роботі представлені результати моделювання кодом LCODE механізмів дефокусування електронів згустків. Знайдено причини які можуть призводити до дефокусування згустків електронів. Показано, що до дефокусування згустків електронів можуть призводити наступні механізми: -через зсув згустків відносно хвилі в нерезонансному випадку за рахунок розбіжності частоти проходження згустків і власної частоти хвилі  $\omega_m \neq \omega_0$  деякі згустки потрапляють в області більших радіальних сил; -через кінцеві довжини згустків  $\Delta \xi_b$  їх одні фронти фокусуються, а другі дефокусуються; -перекіс згустків при їх неоднорідному фокусуванні / дефокусуванні веде до перекосу хвилі і, отже, до зміни умов фокусування / дефокусування; -через скінченний радіус згустків  $r_b \neq 0$  деякі електрони згустків потрапляють в скінченне радіальне поле; -згустки, які потрапляють в фокусуючі фази поля, розширюються при певних умовах за рахунок розширення бетатронних коливань; - згустки дефокусуються також внаслідок перекосу хвилі через те, що вихід електронів плазми, що компенсують заряд згустків, з осі призводить до того, що плазмова частота на осі  $\omega_{pe}(r=0)$  менше плазмової частоти на периферії  $\omega_{pe}(r=0) \neq \omega_{pe}(r \neq 0)$ .

Розглянуто збудження кільватерного поля в нелінійній плазмі довгою послідовністю релятивістських електронних згустків. Показано, що врахування іонізації залишкового газу частково компенсує нелінійну розстройку резонансу і амплітуда кільватерного поля збільшується в порівнянні з випадком постійної густини плазми. Певне мале перевищення густини плазми над резонансним значенням також призводить до фокусування більшої частки згустків, до продовження існування резонансу і, як результат, до збільшення амплітуди збуджуваного кільватерного поля.

Досліджено збуджуване радіальне електричне поле всередині довгого релятивістського згустку електронів, що рухається в плазмі, для декількох

видів позовжнього розподілу його заряду: лінійне зростання заряду уздовж згустку, лінійне наростання заряду уздовж згустку з передвісником, розподіл близький до гаусівського (по косинусу), прямокутний розподіл з крутими фронтами. Радіальна динаміка згустку визначається радіальними полями, створюваними довгим згустком в плазмі, які в другому випадку є фокусуючими і лінійно наростаючими уздовж згустку. Якщо форма довгого згустку близька до гаусівської, то навіть без передвісника він створює монотонно наростаюче вздовж нього фокусуюче поле. Швидше за все довгий згусток трансформується в послідовність коротких згустків в разі прямокутного згустку з крутими фронтами.

4. Розглянуто збудження і властивості солітону, що рухається з тепловою швидкістю електронів плазми поблизу фольги при взаємодії з нею лазерного імпульсу. Також розглянуто формування вихору при взаємодії інтенсивного лазерного імпульсу з тонкою металевою фольгою. Вперше описано збудження солітону нестационарним електричним полем. Описано властивості солітону в сильно нелінійному випадку. Отримано залежність ширини і швидкості солітону від його амплітуди при великих її значеннях. Показано, що з ростом амплітуди ширина солітону зростає при великих значеннях амплітуди, як в експериментах, так і при числовому моделюванні.

Отримано векторне рівняння, що описує вихровий рух частинок в схрещених електричному і магнітному полях.

Оскільки на ефективність і якість роботи сепаратора можуть значно впливати нестійкості, які збуджуються і в інших пристроях в аналогічних умовах, в схрещених радіальному електричному і позовжньому магнітному полях, то аналітично отримано дисперсійне рівняння, що описує можливий розвиток нестійкості збудження вихровий турбулентності в циліндричній плазмі сепаратора в схрещених радіальному електричному і позовжньому магнітному полях з урахуванням скінченної довжини сепаратора, скінченного часу виходу електронів та іонів плазми з сепаратора, скінченного часу перезарядки іонів і скінченного часу поновлення

електронів . Показано, що скінченна довжина сепаратора, скінченний час виходу електронів та іонів з плазми сепаратора, скінченний час перезарядки іонів і скінченний час поновлення електронів призводять до появи порога нестійкості і зменшення інкремента його розвитку.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Maslov V.I., Onishchenko I.N., Yarovaya I.P. Transformation ratio at excitation of nonlinear wakefield in plasma by shaped sequence of electron bunches with linear growth of charge // Problems of atomic science and technology. Series: plasma physics (18). 2012. № 4(80). P. 126-128.
2. Lotov K.V., Maslov V.I., Onishchenko I.N., Yarovaya I.P. Transformation ratio at interaction of long sequence of electron bunches with plasma // Problems of atomic science and technology. Series: nuclear physics investigations (55). 2011. № 3(73). P. 87-91.
3. Maslov V.I., Onishchenko I.N., Yarovaya I.P. Transformation ratio at plasma wakefield excitation by sequence of electron bunches with ramping of its charge according cosine // East european journal of physics. 2014. Vol. 1, № 4. P. 84-87.
4. Maslov V.I., Onishchenko I.N., Yarovaya I.P. Wakefield excitation in nonlinear plasma by sequence of relativistic electron bunches // Problems of atomic science and technology. Series: plasma physics (20). 2014. № 6(94). P. 101-103.
5. Levchuk I.P., Maslov V.I., Onishchenko I.N. Transformation ratio at wakefield excitation by linearly shaped sequence of short relativistic electron bunches in plasma // Problems of atomic science and technology. Series: nuclear physics investigation (65). 2015. № 6(100). P. 37-41.
6. Maslov V.I., Onishchenko I.N., Yarovaya I.P. Plasma wakefield excitation providing homogeneous focusing of electron bunches // Problems of atomic science and technology. Series: plasma physics (19). 2013. № 1(83). P. 134-136.
7. Maslov V.I., Onishchenko I.N., Yarovaya I.P. Fields excited and providing a uniform focusing of short relativistic electron bunches in plasma // East european journal of physics. 2014. Vol.1, № 2. P. 92-95.

8. Maslov V.I., Onishchenko I.N., Yarovaya I.P. Wakefield excitation in plasma by ramped sequence of ramped electron bunches // Problems of atomic science and technology. Series: nuclear physics investigations (57). 2012. № 6(82). P. 161-163.
9. Lotov K.V., Maslov V.I., Onishchenko I.N., Yarovaya I.P. Mechanisms of synchronization of relativistic electron bunches at wakefield excitation in plasma. Problems of atomic science and technology // Problems of atomic science and technology. Series: plasma electronics and new methods of acceleration (8). 2013. № 4(86). P. 73-76.
10. Levchuk I.P., Maslov V.I., Onishchenko I.N. Focusing of relativistic electron bunches by nonresonant wakefield excited in plasma // Problems of atomic science and technology. Series: plasma electronics and new methods of acceleration (9). 2015. № 4(98). P. 120-123.
11. Maslov V.I., Onishchenko I.N., Yarovaya I.P., Yegorov A.M. Excitation and properties of large amplitude soliton near foil at laser pulse interaction with it // Problems of atomic science and technology. Series: nuclear physics investigations (57). 2012. № 1(77). P. 324-327.
12. Maslov V.I., Onishchenko I.N., Yarovaya I.P., Yegorov A.M. Yuferov V.B. Suppression of excited vortical turbulence in inhomogeneous plasma incrossedradial electrical and longitudinal magnetic fields // Problems of atomic science and technology. Series: plasma physics (21). 2015. № 1(95). P. 131-133.
13. Levchuk I.P., Maslov V.I., Onishchenko I.N., Yegorov A.M., Yuferov V.B. Suppression of vortical turbulence in plasma in crossed electrical and magnetic fields due to finite lifetime of electrons and ions and due to finite system length // Problems of atomic science and technology. Series: plasma electronics and new methods of acceleration (9). 2015. № 4(98). P. 274-276.
14. Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В., Ситенко А.Г., Степанов К.Н. Электродинамика плазмы. Под ред. Ахиезера А.И. Москва: Наука. 1974. 720 с.



15. Fainberg I.B. The use of plasma waveguides as accelerating structures in linear accelerators // Proceedings of the CERN Symposium on high energy accelerators and pion physics. 1956. P. 84-90.
16. Veksler V.I., Coherent principle of acceleration of charged particles // Proceedings of the CERN Symposium on High Energy Accelerators and Pion Physics. 1956. Vol. 1. P. 80-83.
17. Budker G.I. Relativistic stabilized electron beam // The Soviet Journal of Atomic Energy. 1956. Vol. 1(5). P. 673–686.
18. Векслер В.И. Когерентный принцип ускорения заряженных частиц // Атомная энергия. 1957. Т. 2, № 5. С. 427-430.
19. Березин А.К., Файнберг Я.Б., Киселев В.А. и др. Возбуждение кильватерного поля в плазме релятивистским электронным пучком, содержащим регулярную цепочку коротких сгустков // Физика плазмы. 1994. Т. 20, № 7-8. С. 663-670.
20. Tajima T., Dawson J.M. Laser Electron Accelerator // Physical review letters. 1979. Vol. 43, № 4. P. 267-270.
21. Chen P., Dawson J.M., Huff R.W., Katsouleas T.C. Acceleration of electrons by the interaction of a bunched electron beam with a plasma // Physical review letters. 1985. Vol. 54, № 7. P. 693-696.
22. Файнберг Я.Б. Ускорение заряженных частиц волнами плотности заряда, возбуждаемыми лазерными излучениями и релятивистскими электронными пучками // Физика плазмы. 1987. Т. 13, № 5. С. 607-625.
23. Rosenzweig J.B., Cline D.B, Cole B., Figueroa H., Gai W. et al. Experimental observation of plasma wake-field acceleration // Physical review letters. 1988. Vol. 61, № 1. P. 98-101.
24. Katsouleas T., Dawson J.M. Unlimited electron acceleration in laser-driven plasma waves // Physical review letters. 1983. Vol. 51, № 5. P. 392-395.
25. Mourou G.A., Tajima T., Bulanov S.V. Optics in the relativistic regime // Reviews of modern physics. 2006. Vol. 78. P. 309.

26. Kirichok A.V., Kuklin V.M., Mischin A.V., Pryimak A.V. Modelling of superradiation processes driven by an ultra-short bunch of charged particles moving through a plasma // Problems of atomic science and technology. 2015. Vol. 4. P. 255-257.
27. Danson C., Hillier D., Hopps N., Neely D. Petawatt class lasers worldwide // High power laser science and engineering. 2015. Vol. 3. P. 1-14.
28. Chen P., Huff R.W., Dawson J.M. A plasma booster for linear accelerators // Bulletin of the American physical society. 1984. Vol. 29. P. 1355.
29. Ruth R.D., Chao A.W., Morton P.L., Wilson P.B. A plasma wake field accelerator // Particle Accelerators. 1985. Vol. 17. P. 171-189.
30. Chen P. and Ruth R.D. A comparison of the plasma beat wave accelerator and the plasma wake field accelerator // AIP Conference Proceedings. 1985. №130. P. 213-225.
31. Wilson P.B., Griffin J. E. High energy electron linacs; application to storage ring RF systems and linear colliders // AIP Conference Proceedings. 1982. № 87. P. 450.
32. Van der Meer S. Improving the power efficiency of the plasma wakefield accelerator // Preprint: Technical Report CERN-PS-85-65-AA. CLIC-Note-3, CERN, Geneva. 1985. P. 1-8.
33. Chen P., Su J.J., Dawson J.M., Bane K.L.F., Wilson P.B. Energy transfer in the plasma wake-field accelerator // Physical review letters. 1986. Vol. 56, №12. P. 1252-1255.
34. Umstadter D., Chen S.-Y., Maksimchuk A., Mourou G., Wagner R. Nonlinear optics in relativistic plasmas and laser wake field acceleration of electrons // Science. 1996. Vol. 273, № 5274. P. 472-475.
35. Faure J., Glinec Y., Pukhov A., Kiselev S., Gordienko S., Lefebvre E., Rousseau J.-P., Burgy F., and Malka V. A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams // Nature. Vol. 431, № 7008. P. 541-544.

36. Mangles S. P. D., Murphy C. D., Najmudin Z., Thomas A. G. R., Dangor A. E., et al. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions // *Nature*. 2004. Vol. 431, № 7008. P. 535-538.
37. Xiaoming Zeng et al. Multi-petawatt laser facility fully based on optical parametric chirped-pulse amplification // *Optics Letters*. 2017. Vol. 42, № 10. P. 2014-2017.
38. Sung J.H. et al. 42 PW, 20 fs Ti:sapphire laser at 01 Hz // *Optics letters*. 2017. Vol. 42, № 11. P. 2058.
39. Jun T., Lee S. et al. Generation of high-contrast, 30 fs, 1.5 PW laser pulses from chirped-pulse amplification Ti:sapphire laser // *Optics Express*. 2012. Vol. 20, № 10. P. 10807.
40. Erhard W., Gaul et al. Demonstration of a 1.1 Petawatt laser based on a hybrid optical parametric chirped pulse amplification/mixed Nd:glass amplifier // *Applied optics*. 2010. Vol. 49, № 9. P. 1676-1681.
41. Matras G. et al. First sub-25fs PetaWatt laser system // *Optical Society of America*. 2013. paper CTh5C.5. URL: [https://www.osapublishing.org/viewmedia.cfm?uri=CLEO\\_SI-2013-CTh5C.5&seq=0](https://www.osapublishing.org/viewmedia.cfm?uri=CLEO_SI-2013-CTh5C.5&seq=0)
42. Walker P. HORIZON 2020 EuPRAXIA Design Study // *Proceedings of IPAC2017. TUOBB3, Copenhagen, Denmark*. 2017.
43. Alesini D., et al. The SPARC project: A high-brightness electron beam source at LNF to drive a SASE-FEL experiment // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. № 507. P. 345–349.
44. Vaccarezza C., Alesini D., Bacci A., Cianchi A., et.al. EUPRAXIA@SPARC\_LAB: Beam dynamics studies for the X-band Linac // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2018. Vol. 909. P. 314-317.

45. Braun H., Corsini R., D'Amico T., et al. The CLIC RF power source: a novel scheme of two-beam acceleration for electron-positron linear colliders // CERN-99-06, CERN-YELLOW-99-06. 1999. Geneva. P. 206.
46. Brau J., Okada Y., Walker N., et al. International linear collider reference design report // ILC Global design effort and world wide study. 2007. P. 1-78.
47. Apollinari G., Bruening O., Nakamoto T., Rossi L. High Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC) // Preliminary Design Report. CERN Yellow Reports: Monographs. 2017. Vol. 4. P. 1-24.
48. Jenni P. Experimental facilities at the high energy frontier // CERN Yellow Report CERN. 2016. Vol. 5. P. 213-244.
49. CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC // Physics Letters B. 2012. № 716. P. 30. URL: <https://arxiv.org/abs/1207.7235>
50. ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC // Physics Letters B. 2012. Vol. 716, № 1. P. 1-29. URL: <https://arxiv.org/pdf/1207.7214.pdf>
51. Tajima T., Nakajima K., Mourou G. Laser acceleration // La Rivista del Nuovo Cimento. 2017. Vol. 40, № 2. P. 33-133.
52. Schardt D., Elsässer T., Schulz-Ertner D. Heavy-ion tumor therapy: Physical and radiobiological benefits // Reviews of Modern Physics. 2010. Vol. 82, № 1. P. 383-425.
53. Буланов С.В., Вилкенс Я.Я., Есиркепов Т.Ж., Корн Г., Крафт Г. и др. Лазерное ускорение ионов для адронной терапии // Успехи физических наук. 2014. № 184. С. 1265–1298.
54. Singh S., Singh N., Ezekiel R., Kaur A. Effects of gamma-irradiation on the morphological, structural, thermal and rheological properties of potato starches // Carbohydrate polymers. 2011. Vol. 83. № 4. P. 1521-1528.

55. Seeman J. The Stanford Linear Collider // Proceedings of the Linear Accelerator Conference. Albuquerque, New Mexico, USA. 1990. P. 3-7.
56. Wilson I. The compact linear collider CLIC // Physics Reports. 2004. Vol. 403–404. P. 365-378.
57. Behnke T. et al. The International Linear Collider // Technical Design Report. 2013. Vol. 1. P.60.
58. Baer H. et al. The International Linear Collider // Technical Design Report . 2013. Physics. Vol. 2. P. 204.
59. Березин А.К., Киселев В.А., Линник А.Ф., Онищенко И.Н., Сотников Г.В. и др. Экспериментальные исследования возбуждения кильватерных полей в плазме периодической последовательностью сгустков релятивистских частиц // Препринт ФТИ №91-45. Харьков. 1991. С. 1-10.
60. Березин А.К., Киселев В.А., Онищенко И.Н., Файнберг Я.Б. Коллективное взаимодействие моноэнергетического РЭП большой энергии с плазмой: Препринт ХФТИ 89-3 // Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике. 1989. С. 16.
61. Файнберг Я.Б, Балакирев В.А., Онищенко И.Н., Сидельников Г.Л., Сотников Г.В. Возбуждение кильватерных полей в плазме последовательностью сгустков релятивистских электронов // Физика плазмы. 1994. Т. 20, № 7,8. С. 674-681.
62. Nakajima K., Enomoto A., Kobayashi H. et al. Plasma wake-field accelerator experiments at KEK // Nuclear instruments and methods in physics research section A: accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment. 1990. Vol. 292, № 1. P. 12-20.
63. Onishchenko, I.N. Plasma wakefield for particles acceleration and Hf-generation // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics. 1998. № 3. P. 200-205.

64. Файнберг Я.Б., Балакирев, В.А., Мухин В.В., Онищенко И.Н., Сотников Г.В. Ускорение заряженных частиц волнами плотности заряда в плазме // Сб. "Релятивистская высокочастотная электроника" (Ред.Гапонов-Грехов А. В.), Нижний Новгород: Институт Прикладной физики РАН. 1992. № 7. С. 104-142.
65. Muggli P., et al. E-157: A plasma wakefield acceleration experiment // SLAC-PUB-8656. 2000. P. 1-6. URL: <https://www.osti.gov/servlets/purl/784734>.
66. Esarey E., Sprangle P., Krall J., Ting A. et al. Overview of plasma-based accelerator concepts // IEEE Transactions on Plasma Science. 1996. Vol. 24, № 2. P. 252-288.
67. Bruhwiler, D. et al. Particle-in-cell simulations of tunneling ionization effects in plasma-based accelerators // Physics of Plasmas. 2003. Vol. 10. P. 2022-2030.
68. Hogan M.J., Barnes C.D., Clayton C.E., Joshi C., et al. Multi-GeV Energy Gain in a Plasma-Wakefield Accelerator // Physical review letters. 2005. Vol. 95. P. 054802.
69. Clayton, C. E. et al. Transverse envelope dynamics of a 28.5 GeV electron beam in a long plasma // Physical review letters 2002. Vol. 88, № 15. P. 154801.
70. Rosenzweig J.B. et al. Acceleration and focusing of electrons in two-dimensional nonlinear plasma wake fields // Physical review A. 1991. № 44. P. 6189–6192.
71. Rosenzweig J. Theoretical and Experimental Studies in Accelerator Physics // Accomplishments achieved under DOE Grant number DE-FG03-92ER40693. 2017. P. 23.
72. Leemans W.P., Gonsalves A.J., Mao H.-S., et al. Multi-GeV electron beams from capillary-discharge-guided subpetawatt laser pulses in the self-trapping regime // Physical review letters. 2014. Vol. 113. P. 245002.

73. Blumenfeld I., Clayton C. E., Decker F.-J., et al. Energy doubling of 42 GeV electrons in a metre-scale plasma wakefield accelerator // *Nature*. 2007. Vol. 445, № 7129. P. 741-744.
74. Березин А.К., Файнберг Я.Б., Болотин Л.И и др. Экспериментальные исследования взаимодействия модулированных релятивистских пучков с плазмой // *Письма в ЖЭТФ*. 1971. Т. 13. С. 498-503.
75. Clayton C.B., Joshi C., Dawrow C., Umstadter D. Relativistic plasma-wave excitation by collinear optic missing // *Physical review letters*. 1985. Vol. 54, № 21. P. 2343-2346.
76. Amiranoff F., Baton S., Bernard D., Cros B., Descamps D. et.al. Observation of laser wakefield acceleration of electrons // *Physical review letters*. 1998. Vol. 81, № 5. P. 995.
77. Kumar N., Pukhov A., Lotov K. Self-modulation instability of a long proton bunch in plasmas // *Physical Review Letters*. 2010. Vol. 104, № 25. P. 255003.
78. Tajima T., Mourou G. Zettawatt-exawatt lasers and their applications in ultrastrong-field physics // *Physical review accelerators and beams*. 2002. Vol. 5. P. 031301.
79. Marques J.R., J.P. Geindre, Amiranoff F., Audebert P., Gauthier J.C. Temporal and spatial measurements of the electron density perturbation produced in the wake of an ultrashort laser pulse // *Physical review letters*. 1996. Vol. 76, № 19. P. 3566-3569.
80. Cros B, Paradkar B.S., Davoine X., Chancé A., Desforges F.G. Laser plasma acceleration of electrons with multi-PW laser beams in the frame of CILEX // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2014. №740. P. 27–33.
81. Nakajima K., Fisher D., Kawakubo T., Nakanishi H., Ogata A., et.al. Observation of ultrahigh gradient electron acceleration by a self-modulated

- intense short laser pulse // *Physical review letters*. 1995. Vol. 74, № 22. P. 4428-4431.
82. Nakajima K. Challenge to tabletop high-energy laser wakefield accelerator // *Physics of Plasmas*. 1996. № 3. P. 2169-2174.
  83. Modena A., Najmudin Z., Dangor A. E., Clayton C. E., Marsh K. A., et al., Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves // *Nature*. 1995. № 377. P. 606-608.
  84. Murphy C.D., Najmudin Z., Thomas A.G.R., Collier J.L., et al. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions SPD Mangles // *Nature*. 2004. № 431. P. 535.
  85. Koyama K., Miura E., Kato S., et al. Generation of quasi-monoenergetic high-energy electron beam by plasma wave // *American institute of physics, Conference Proceedings*. 2004. Vol. 737, № 1. P. 528-533.
  86. Koyama K., Adachi M., Miura E., Kato S., Masuda S., Watanabe T. et.al. Monoenergetic electron beam generation from a laser-plasma accelerator // *Laser and Particle Beams*. 2006. Vol. 24, № 1. P. 95-100.
  87. Gupta D.N., Nam I.H., Suk H. Laser-driven plasma beat-wave propagation in a density-modulated plasma // *Physical review E: covering statistical, nonlinear, biological, and soft matter physics*. 2011. Vol. 84, №5. P. 056403.
  88. Faure J., Glinec Y., Pukhov A., Kiselev S., Gordienko S., et.al. A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams // *Nature*. 2004. № 431. P. 541-544.
  89. Geddes C.G.R., Toth Cs., van Tilborg J., Leemans W.P., et al. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding // *Nature*. 2004. № 431. P. 538-541.
  90. Mangles S.P.D., Walton B.R., Tzoufras M., Krushelnick K. et al. Electron acceleration in cavitated channels formed by a petawatt laser in low-density plasma // *Physical review letters*. 2005. № 94. P. 245001.



91. Dubik A., Małachowski M.J. Basic features of a charged particle dynamics in a laser beam with static // Opto–electronics review. Vol. 17, № 4. P. 275-286.
92. Mangles S.P.D., Murphy C.D., Najmudin Z., et al. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser–plasma interactions // Nature. 2004. Vol. 431. P. 535-538.
93. Bane K.L.F., Chen P., Wilson P. B. On collinear wakefield acceleration // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1985. Vol 32, №5. P. 3524-3526.
94. Tsakanov V. V. On collinear wake field acceleration with high transformer ratio // Nuclear instruments and methods in physics research section A: accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment. 1999. Vol. 432, № 2–3. P. 202-213.
95. Lemery F., Piot P. Tailored electron bunches with smooth current profiles for enhanced transformer ratios in beam-driven acceleration // Physical review special topics – accelerators and beams. 2015. Vol. 18. P. 081301.
96. Jing C., Kanareykin A., Power J.G., et al. Observation of enhanced transformer ratio in collinear wakefield acceleration // Physical review letters. 2007. Vol. 98. P. 144801.
97. Ваганян С.С., Лазиев О.М., Цаканов В.М. О коэффициенте трансформации в схемах ускорения кильватерным полем // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-физические исследования. 1990. №. 7(15). С. 32-36.
98. Chiadroni E., Alesini D., Anania M., Bacci A., Bellaveglia M. et.al. Beam manipulation for resonant plasma wakefield acceleration // Nuclear instruments and methods in physics research section a: accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment. 2017. Vol. 865. P. 139-143.
99. Jing C., Power J. G., Conde M., Liu W., Yusof Z., et.al. Increasing the transformer ratio at the Argonne wakefield accelerator // Physical review special topics - accelerators and beams. 2011. Vol. 14. P. 021302.

100. Emma P., Huang Z., Kim K.-J., Piot P. Transverse-to-longitudinal emittance exchange to improve performance of high-gain free-electron lasers // Physical review special topics - accelerators and beams. 2006. Vol. 9. P. 100702.
101. Jiang B., Jing C., Schoessow P., Power J., Gai W. Formation of a novel shaped bunch to enhance transformer ratio in collinear wakefield accelerators // Physical review special topics - accelerators and beams. 2012. Vol. 15. P. 011301.
102. Piot P., Sun Y.-E., Power J. G., Rihaoui M. Generation of relativistic electron bunches with arbitrary current distribution via transverse-to-longitudinal phase space exchange // Physical review special topics - accelerators and beams. 2011. Vol. 14. P. 022801.
103. Muggli P., Allen B., Yakimenko V. E., Park J., Babzien M., et.al. Simple method for generating adjustable trains of picosecond electron bunches // Physical review special topics - accelerators and beams. 2010. Vol. 13, P. 052803.
104. Ha G., M. Cho H., Namkung W., Power J. G., Doran D. S., et.al. Precision control of the electron longitudinal bunch shape using an emittance-exchange beam line // Physical review letters. 2017. Vol. 118. P. 104801.
105. Antipov S., Babzien M., Jing C., Fedurin M., Gai W., et.al. Subpicosecond bunch train production for a tunable mj Level THz source// Physical review letters. 2013. Vol. 111, № 13. P. 134802.
106. Сотников Г.В., Маршалл Т.К., Хиршфилд Дж.Л. Применение профилированных сгустков для увеличения коэффициента трансформации в коаксиальных диэлектрических структурах // Вопросы атомной науки и техники. 2012. №3(79). С. 164-168.
107. England R.J., Rosenzweig J. B., Andonian G., Musumeci P., Travish G., and Yoder R. Sextupole correction of the longitudinal transport of relativistic beams in dispersionless translating sections // Physical review special topics - accelerators and beams. 2005. Vol. 8. P. 012801.

108. England R.J., Rosenzweig J.B., Travish G. Generation and measurement of relativistic electron bunches characterized by a linearly ramped current profile // Physical review letters. 2008. Vol. 100. P. 214802.
109. Muggli P., Yakimenko V., Babzien M., Kallos E. K., and Kusche K. P. Generation of trains of electron microbunches with adjustable subpicosecond spacing // Physical review letters. 2008. Vol. 101. P. 054801.
110. Penco G., Danailov M., Demidovich A., Allaria E., Ninno De G., et.al. Experimental demonstration of electron longitudinal-phase-space linearization by shaping the photoinjector laser pulse // Physical review letters. 2014. Vol. 112. P. 044801.
111. Piot. P., Behrens C., Gerth C., Dohlus M., Lemery F., et.al. Generation and characterization of electron bunches with ramped current profiles in a dual-frequency superconducting linear accelerator // Physical review letters. 2012. Vol. 108. P. 034801.
112. Xiang D., Chao A. Emittance and phase space exchange for advanced beam manipulation and diagnostics // Physical review special topics - accelerators and beams. 2011. Vol. 14. P. 114001.
113. Andonian G., Barber S., O'Shea F. H., Fedurin M., Kusche K., et.al. Generation of ramped current profiles in relativistic electron beams using wakefields in dielectric structures // Physical review letters. 2017. Vol. 118. P. 054802.
114. Файнберг Я.Б. Ускорение частиц в плазме // Proceedings, Conference On High Energy Accelerators. Erevan. 27 Aug - 2 Sep 1969. Yerevan, USSR. Edited by A.I. Alikhanian. Publishing House of Academy of Sciences of Armenian SSR, Yerevan 1970. Vol. 2. P. 465-497 (in Russian).
115. Азарян Н.С., Баренгольц С.А., Месяц Г.А., Перельштейн Э.А., Тараканов В.П. Управляемое коллективное ускорение электрон-ионных сгустков // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 96, № 8. С. 552–556.
116. Векслер В.И. Когерентный принцип ускорения заряженных частиц // Атомная энергия. 1957. Т. 2, № 2. С. 427-430.

117. Lotov K.V. Simulation of ultrarelativistic beam dynamics in plasma wake-field accelerator // *Physics of Plasmas*. 1998. Vol. 5, № 3. P. 785-791.
118. Lotov K. V. Fine wakefield structure in the blowout regime of plasma wakefield accelerators // *Physical review special topics – accelerators and beams*. 2003. Vol. 6, № 6. P. 061301.
119. Hora H. Self-focusing of laser beams in a plasma by ponderomotive forces // *Zeitschrift für physik a hadrons and nuclei*. 1969. Vol. 226, № 2. P. 156–159.
120. Bituk D.R. Fedorov M.V. Relativistic ponderomotive forces // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 1999. Vol. 89. № 4. P. 640–646.
121. Breizman B.N., Tajima T., Fisher D.L., Chebotaev P.Z. Excitation of nonlinear wake field in a plasma for particle acceleration // *International topical conference on research trends in coherent radiation generation and particle acceleration*, DOE/ET/53088-502. United States. 1991. Vol. 23, № 3. P. 1-28.
122. Prokhorov A.M., Buzzi J.M., Sprangle P., Wille K. Coherent radiation generation and particle acceleration // *Research Trends in Physics: coherent radiation and particle acceleration*, edited by A. Prokhorov, AIP Press. New York. 1992. P. 263-287.
123. Lee S., Katsouleas T., Hemkel R., Mori W. Simulations of a meter-long plasma wakefield accelerator // *Physical Review E*. 2000. Vol. 61, № 6. P. 7014-7021.
124. Hemker R. G., Mori W. B., Lee S., Katsouleas T. Dynamic effects in plasma wakefield excitation // *Physical review special topics – accelerators and beams*. 2000. Vol. 3, № 6. P. 061301(1-5).
125. Ogata A. Plasma lens and wake experiments in Japan // *Advanced Accelerator Concepts, Fifth Workshop*, edited by Jonathan S. Wurtele: Port Jefferson, NY, USA, 14-20 June 1992, AIP Conference Proceedings № 279. 1992. P. 420-449.

126. Joshi C., Blue B., Clayton C. E. et al. High energy density plasma science with an ultrarelativistic electron beam // *Physics of Plasmas*. 2002. Vol. 9, № 5. P. 1845 (1-11).
127. Hogan M.J., Assmann R., Decker F.J. et al. E-157: A 1.4-m-long plasma wake field acceleration experiment using a 30 GeV electron beam from the Stanford Linear Accelerator Center Linac // *Physics of Plasmas*. 2000. Vol. 7, № 5. P. 2241.
128. Lotov K.V. Stable bunch trains for plasma wakefield acceleration // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2018. Vol. 60, № 2. P. 024002.
129. Breizman B.N., Chebotaev P.Z., Kudryavtsev A.M., Lotov K.V., Skrinsky A.N. Skrinsky self-focused particle beam drivers for plasma wakefield accelerators // *AIP Conference Proceedings*. 1997. Vol. 396, № 1 P. 75.
130. Lotov K.V., Maslov V.I., Onishchenko I.N., Svistun O.M. Homogeneous focusing of electron bunch sequence by plasma wakefield // *Problems of atomic science and technology. Series: Nuclear physics investigations*. 2012. Vol. 79, № 3. P. 159-163.
131. Fainberg Ya.B., Ayzatsky N.I., Balakirev V.A., Berezin A.K., et al. Focusing of relativistic electron bunches at the wakefield excitation in plasma // *Proceedings of the Particle accelerator conference. Vancouver, Canada. 12-16 May, 1997. V. 1. P. 651-653*.
132. Cheshkov S., Tajima T., Horton W., Yokoya K. Particle dynamics in multistage wakefield collider // *Physical review special topics - accelerators and beams*. 2000. Vol. 3. P. 071301.
133. Hairapetian G., Devis P., Joshi C., Pelegrin C., Katsouleas T. Transverse dynamic of a short relativ-istic electrons bunch in a plasma lens // *Physics of Plasmas*. 1995. Vol. 2, № 6. P. 2555-2561.
134. Tolochkevich Yu.M., Litoshenko T.E., Anisimov I.O. Excitation of the wake wave field in plasma by the long cylindrical charged bunch // *Вопросы атомной науки и техники*. 2012. № 6. С. 139-141.

135. Esarey E., Schroeder C. B., Leemans W. P. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators // *Reviews of modern physics*. 2009. Vol. 81. P. 1229-1285.
136. Kallos E., Katsouleas T., Muggli P. Plasma wakefield acceleration utilizing multiple electron bunches // *Proceedings of PAC07, Albuquerque, New Mexico, USA*. 2007. P. 3070-3072.
137. Nakajima K. Plasma wake-field accelerator driven by a train of multiple bunches // *Particle Accelerators*. 1990. Vol. 32. P. 209 – 214.
138. Балакирев В.А., Сотников Г.В., Файнберг Я.Б. Ускорение электронов в плазме последовательностью релятивистских электронных сгустков с переменным периодом следования // *Физика плазмы*. 1996. Т. 22, № 7. С. 634-637.
139. Лотов К.В., Маслов В.И., Онищенко И.Н. Коэффициент трансформации в кильватерном методе ускорения для последовательности релятивистских электронных сгустков в плазме // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Плазменная электроника и новые методы ускорения*. 2010. № 4. С. 85-89.
140. Katsouleas T. Physical mechanisms in the plasma wake-field accelerator // *Physical review A*. 1986. Vol. 33. № 3. P. 2056-2064.
141. Kiselev V.A., Linnik A.F., Mirny V.I., Onishchenko I.N., Uskov V.V. Experiments on resonator concept of plasma wakefield accelerator driven by a train of relativistic electron bunches // *Вопросы атомной науки и техники*. 2008. № 4. С. 73-76.
142. Балакирев В.А., Онищенко И.Н., Сотников Г.В., Файнберг Я.Б. Ускорение заряженных частиц в плазме кильватерными полями профилированной последовательности релятивистских электронных сгустков // *Физика плазмы*. 1996. Т. 22, № 2. С. 157-164.
143. Lotov K.V., Maslov V.I., Onishchenko I.N., Svistun E. Resonant excitation of plasma wakefields by a nonresonant train of short electron bunches // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2010. Vol. 52, № 6. P. 065009.

144. Anisimov I.O., Shcherbinin M.A. Dynamics of short electron bunches and wakefields excited by them in plasma with and without a longitudinal magnetic field // Ukrainian journal of physics. 2016. Vol. 61, № 8. P. 681-689.
145. Shcherbinin M.A., Anisimov I.O. Influence of the external magnetic field on the cylindrical electron bunch injected into plasma // Вопросы атомной науки и техники. 2014. № 6. С. 116-119.
146. Lotov K.V., Maslov V.I., Onishchenko I.N., Svistun E. Simulation of plasma кильватерного поля excitation by relativistic electron bunch // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Physics(14). 2008. № 6. P. 114-116.
147. Lotov K.V., Maslov V.I., Onishchenko I.N., Svistun E. 2.5D simulation of plasma кильватерного поля excitation by a nonresonant chain of relativistic electron bunches // Problems of atomic science and technology. 2010. № 2. P. 122-124.
148. Kiselev V.A., Linnik A.F., Onishchenko I.N., Pristupa V.P. Excitation by sequence of relativistic electron bunches in plasma, formed at their propagation through neutral gas of different pressure // Problems of atomic science and technology. Series: Plasma Electronics and New Methods of Acceleration (7). 2010. № 4. P. 75-77.
149. Borghesi M., Fuchs J., Bulanov S.V., MacKinnon A.J., Patel P.K., et.al. Fast ion generation by high-intensity laser irradiation of solid targets and applications // Fusion science and technology. 2006. Vol. 49, № 3. P. 412-439.
150. Okada T., Andreev A.A., Mikado Y., Okubo K. Energetic proton acceleration and bunch generation by ultraintense laser pulses on the surface of thin plasma targets // Physical review. 2006. Vol. 74, № 2. P. 026401.
151. Gurevich A.V., Pariiskaya L.Vol., Pitaevskii L.P. Self-similar motion of rarefied plasma // Soviet physics JETP. 1966. Vol. 22. P. 449-454.

152. Sarri G., Dieckmann M.E., Brown C.R.D. et al. Observation and characterization of laser-driven phase space electron holes // *Physics of Plasmas*. 2010. Vol. 17. P. 010701.
153. Driscoll C.F., Malmberg J.H., Fine K.S., Smith R.A., Huang X.-P., et.al. Growth and decay of turbulent vortex structures in pure electron plasmas // *Plasma physics and controlled nuclear fusion research*. 1988. Vol. 3. P. 507-514.
154. Kiwamoto Y., Mohri A., Ito K., Sanpei A., Yuyama T. 2-D interaction of discrete electron vortices // *AIP Conference Proceedings*. American Institute of Physics. 1999. Vol. 498. P. 99-105.
155. Kiwamoto Y., Ito K., Sanpei A., Mohri A. Dynamics of electron-plasma vortex in background vorticity distribution // *Physical review letters*. 2000. Vol. 85, № 15. P. 3173-3176.
156. Gueroult R., Evans E.S., Zweben S.J., Fisch N.J., Levinton F. Initial experimental test of a helicon plasma based mass filter // *Plasma sources science and technology*. 2016. Vol. 25, № 3. P. 1-11.
157. Fine K.S., Cass A.C., Flynn W.G., Driscoll C.F. Relaxation of 2D Turbulence to Vortex Crystals // *Physical review letters*. 1995. Vol. 75, № 18. P. 3277-3280.
158. Гончаров А.А., Добровольский А.Н., Коцаренко А.Н. и др. // *Физика плазмы*. 1994. Т. 20, № 5. С. 499.
159. Goncharov A., Litovko I. Electron vortexes in highcurrent plasma lens // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1999. Vol. 27. P. 1073.
160. Maslov V.I., Goncharov A.A., Onishchenko I.N. Self-organization of non-linear vortexes in plasma lens for ion-beam-focusing in crossed radial electrical and longitudinal magnetic fields // *Proceedings of the Workshop: Collective phenomena in macroscopic systems*. Villa Olmo, Como, Italy, 4- 6 December 2006. P. 20-25.
161. Goncharov A.A., Zatuagan A.V., Protsenko I.M. High-current plasma lens // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1993. Vol. 21, № 5. P. 573-577.



162. Юферов В.Б., Егоров А.М., Шарый С.В., Друй О.С., Ильичева В.О. и др. О некоторых особенностях сепарационных устройств с вращающейся плазмой в скрещенных электрическом и магнитном полях // Збірник наукових праць "Вісник НТУ "ХПІ": Проблеми удосконалення електричних машин і апаратів №60. 2011. С. 102-115.
163. Yuferov V.B., Svichkar A.S., Shariy S.V., Tkachova T.I., Ilichova V.O., et.al. About redistribution of ion streams in imitation experiments on plasma separation // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Physics of radiation damage and radiation material. 2013. Vol. 5, № 87. P. 100-103.
164. Yuferov V.B., Katrechko V.V., Shariy S.V., Mufel E.V., Ilichova V.O., et.al. Of the possibility of separation of elements in multicomponent mixture under heating // East european journal of physics. 2014. Vol. 1, № 4. P. 69-76.

## ДОДАТОК. Список публікації здобувача за темою дисертації

Список публікацій у яких опубліковано основні результати дисертації:

### *Наукові праці у наукових фахових виданнях України:*

1. Lotov K.V., Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.** Transformation ratio at interaction of long sequence of electron bunches with plasma // Problems of atomic science and technology. Series: nuclear physics investigations (55). 2011. № 3(73). P. 87-91. (Scopus, Web of Science)  
(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, інтерпретації результатів, написання статті).
2. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.**, Yegorov A.M. Excitation and properties of large amplitude soliton near foil at laser pulse interaction with it // Problems of atomic science and technology. Series: nuclear physics investigations (57). 2012. № 1(77). P. 324-327. (Scopus, Web of Science)  
(Особистий внесок здобувача: участь у вивченні властивостей солітонного горба електричного потенціалу, обговоренні результатів).
3. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.** Transformation ratio at excitation of nonlinear wakefield in plasma by shaped sequence of electron bunches with linear growth of charge // Problems of atomic science and technology. Series: plasma physics (18). 2012. № 4(80). P. 126-128. (Scopus, Web of Science)  
(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, інтерпретації результатів, написання статті).
4. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.** Wakefield excitation in plasma by ramped sequence of ramped electron bunches // Problems of atomic science and technology. Series: nuclear physics investigations (57). 2012. № 6(82). P. 161-163. (Scopus, Web of Science)  
(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, інтерпретації результатів, написання статті).
5. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.** Plasma wakefield excitation providing homogeneous focusing of electron bunches // Problems of atomic science and technology. Series: plasma physics (19). 2013. № 1(83). P. 134-136. (Scopus, Web of Science)  
(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, написання статті).
6. Lotov K.V., Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.** Mechanisms of synchronization of relativistic electron bunches at wakefield excitation in plasma. Problems of atomic science and technology // Problems of atomic science and technology. Series: plasma electronics and new methods of acceleration (8). 2013. № 4(86) P. 73-76. (Scopus, Web of Science)  
(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, інтерпретації результатів, написання статті).

7. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.** Fields excited and providing a uniform focusing of short relativistic electron bunches in plasma // East european journal of physics. 2014. Vol. 1. № 2. P. 92-95.

*(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, написання статті).*

8. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.** Transformation ratio at plasma wakefield excitation by sequence of electron bunches with ramping of its charge according cosine // East european journal of physics. 2014. Vol.1. № 4. P. 84-87.

*(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, написання статті).*

9. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.** Wakefield excitation in nonlinear plasma by sequence of relativistic electron bunches // Problems of atomic science and technology. Series: plasma physics (20). 2014. № 6(94). P. 101-103. (Scopus, **Web of Science**)

*(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, інтерпретації результатів, написання статті).*

10. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.**, Yegorov A.M., Yuferov V.B. Suppression of excited vortical turbulence in inhomogeneous plasma incrossedradial electrical and longitudinal magnetic fields // Problems of atomic science and technology. Series: plasma physics (21). 2015. № 1(95). P. 131-133. (Scopus, **Web of Science**)

*(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі дослідження, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, написання статті).*

11a. **Levchuk I.P.**, Maslov V.I., Onishchenko I.N. Focusing of relativistic electron bunches by nonresonant wakefield excited in plasma // Problems of atomic science and technology. Series: plasma electronics and new methods of acceleration (9). 2015. № 4(98). P. 120-123. (Scopus)

*(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, інтерпретації результатів, написання статті).*

11b. **Levchuk I.P.**, Maslov V.I., Onishchenko I.N., Yegorov A.M., V.B.Yuferov. Suppression of vortical turbulence in plasma in crossed electrical and magnetic fields due to finite lifetime of electrons and ions and due to finite system length // Problems of atomic science and technology. Series: plasma electronics and new methods of acceleration (9). 2015. № 4 (98). P. 274-276. (Scopus)

*(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі дослідження, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, написання статті).*

12. **Levchuk I.P.**, Maslov V.I., Onishchenko I.N. Transformation ratio at wakefield excitation by linearly shaped sequence of short relativistic electron

bunches in plasma // Problems of atomic science and technolog. Series: nuclear physics investigation (65). 2015. № 6(100). P. 37-41.

*(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, написання статті).*

**Наукові праці апробаційного характеру (тези доповідей на наукових конференціях) за темою дисертації:**

13а. Лотов К.В., Маслов В.И., Онищенко И.Н., **Яровая И.П.** Коэффициент трансформации при взаимодействии длинной последовательности электронных сгустков с плазмой // IX конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям: Тезисы докладов Харьков. 21-25 февраля 2011. С. 87. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, обговоренні та інтерпретації результатів).*

13б. Азаренков И.Н., Егоров А.М., Маслов В.И., Свистун Е.Н., **Яровая И.П.** Численное моделирование регулярности кильватерного поля при конечном радиусе плазмы // IX конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям: Тезисы докладов Харьков, 21-25 февраля 2011. С. 87-88. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, обговоренні та інтерпретації результатів).*

14. Егоров А.М., Маслов В.И., Онищенко И.Н., **Яровая И.П.** Возбуждение и свойства солитона, двигающегося с тепловой скоростью электронов плазмы, в окрестности фольги при взаимодействии с ней лазерного импульса // XXII Международный семинар по ускорителям заряженных частиц: Тезисы докладов. Алушта, Крым. 22-28 сентября 2011. С. 37. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, обговоренні та інтерпретації результатів).*

15. Лотов К.В., Маслов В.И., Онищенко И.Н., **Яровая И.П.** Коэффициент трансформации при возбуждении нелинейной кильватерной волны в плазме, профилированной последовательностью электронных сгустков с линейно нарастающей интенсивностью // X конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям: Тезисы докладов. Харьков. 27 февраля -2 марта 2012. С. 87. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідей).*

16а. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.** Plasma wakefield excitation, possessing of homogeneous focusing of electron bunches // International conference-school on plasma physics and controlled fusion and the adjoint workshop «Nano-and micro-sized structures in plasmas»: Book of abstracts. Alushta (Crimea). Ukraine. 17-22 September 2012. P. 128. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідей).*

16б. Kiselev V.A., Linnik A.F., Maslov V.I., Onishchenko I.N., Pristupa V.I., **I.P.Yarovaya** . Acceleration and focusing of electron bunches by

wakefields in plasma produced in neutral gas by a nonresonant sequence of bunches // International conference-school on plasma physics and controlled fusion and the adjoint workshop «Nano-and micro-sized structures in plasmas»: Book of abstracts Alushta (Crimea). Ukraine. September 17-22, 2012. P. 140. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, обговоренні та інтерпретації результатів*).

16в. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.** Wakefield excitation in plasma by sequence of shaped electron bunches // International conference-school on plasma physics and controlled fusion and the adjoint workshop «Nano-and micro-sized structures in plasmas»: Book of abstracts Alushta (Crimea). Ukraine. September 17-22, 2012. P. 142. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач*).

17. Маслов В.И., Онищенко И.Н., **Яровая И.П.** Коэффициент трансформации при возбуждении кильватерного поля в плазме последовательностью электронных сгустков с профилированием его заряда по косинусу // XXIII Международный семинар по ускорителям заряженных частиц: Тезисы докладов. Алушта, Крым. 08-14 сентября, 2013. С. 45-46. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, обговоренні та інтерпретації результатів*).

18а. **Ярова І.П.**, Азаренков М.О., Маслов В.І. Вихрова струмова петля у джерелах вакуумного ультрафіолету для нанолітографії // Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу—2013: Тези доповіді в збірнику анотацій. Київ, Україна. 24-25 вересня, 2013. С. 77. (*Особистий внесок здобувача: участь у аналітичному дослідженні, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач*).

18б. Маслов В.І., Онищенко І.М., **Ярова І.П.**, Залежність радіальної динаміки довгого релятивістського згустку частинок, що рухається в плазмі, від поздовжнього розподілу його заряду // Українська конференція з фізики плазми та керованого термоядерного синтезу—2013: Тези доповіді в збірнику анотацій Київ, Україна. 24-25 вересня 2013. С. 61. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач*).

19. Маслов В.И., Онищенко И.Н., Яровая И.П. Кильватерная плазменная линза, обеспечивающая однородную фокусировку последовательности коротких релятивистских электронных сгустков // 11-я Курчатовская молодежная научная школа: Сборник аннотаций. Москва, Российская Федерация. 12-15 ноября 2013. С. 197. (*Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач*).

20. Маслов В.И., Онищенко И.Н., **Яровая И.П.** Поля в плазме, возбуждаемые короткими релятивистскими электронными сгустками и обеспечивающие однородную их фокусировку // XII Конференция по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям: Тезисы докладов Харьков,

Україна. 17-21 марта 2014. С. 89. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, інтерпретації результатів, доповідач).*

21а. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.** Wakefield excitation in nonlinear plasma by sequence of relativistic electron bunches // International conference-school on plasma physics and controlled fusion and the adjoint workshop "Nano- and micro-sized structures in plasmas": Book of abstracts. Kharkiv, Ukraine. 15-18 September 2014. P. 98. *(Особистий внесок здобувача: участь у проведенні числового моделювання, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач).*

21б. Maslov V.I., Onishchenko I.N., **Yarovaya I.P.**, Yegorov A.M. Yuferov V.B. Suppression of excited vortical turbulence in inhomogeneous plasma in crossed radial electrical and longitudinal magnetic fields // International conference-school on plasma physics and controlled fusion and the adjoint workshop "Nano- and micro-sized structures in plasmas": Book of abstracts. Kharkiv, Ukraine. 15-18 September 2014. P. 107. *(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі дослідження, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач).*

22а. **Левчук И.П.**, Маслов В.И., Онищенко И.Н. Коэффициент трансформации при возбуждении кильватерного поля линейно профилированной последовательностью коротких релятивистских электронных сгустков // XXIV Международный семинар по ускорителям заряженных частиц: Тезисы докладов Харьков. Украина. 21-25 сентября 2015. С. 17-18. *(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі дослідження, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач).*

22б. **Левчук И.П.**, Маслов В.И., Онищенко И.Н. Кильватерная и плазменная фокусировки в зависимости от формы сгустка релятивистских электронов // XXIV Международный семинар по ускорителям заряженных частиц: Тезисы докладов. Харьков, Украина. 21-25 сентября 2015. С. 50-51. *(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі дослідження, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач).*

23а. **Levchuk I.P.**, Maslov V.I., Onishchenko I.N., Yegorov A.M. Yuferov V.B. Plasma vortical turbulence suppression in crossed electrical and magnetic fields due to finite lifetime of electrons and ions and due to finite system length // Nineteenth international summer school on vacuum, electron and ion technologies: Book of abstracts. Sozopol, Bulgaria. 21-25 September 2015. P. 76. *(Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі дослідження, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач).*

23б. **Levchuk I.P.**, Maslov V.I., Onishchenko I.N. Providing homogeneous and identical focusing of train of short relativistic electron bunches by wakefield plasma lens // Nineteenth international summer school on vacuum, electron and ion technologies: Book of abstracts. Sozopol, Bulgaria.

21-25 September 2015. P. 77. (*Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі дослідження, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач*).

24. **Levchuk I.P.**, Maslov V.I., Onishchenko I.N. Homogeneous Focusing of Train of Short Relativistic Electron Bunches by Plasma Wakefield // The 7th International particle accelerator conference (IPAC'16): Abstract brochure, Student poster session. Busan, Korea. 8-13 May, 2016. P.8 9. (*Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі дослідження, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач*).

25a. **Levchuk I.P.**, Maslov V.I., Onishchenko I.N. Homogeneous focusing of train of short relativistic electron bunches by plasma wakefield // Proc. of IPAC2016. Busan, Korea. 8-13 May 2016. P. 2599-2601. (*Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі дослідження, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач*).

25b. **Levchuk I.P.**, Maslov V.I., Onishchenko I.N. Self-focusing and wakefield-focusing of relativistic electron bunches in plasma// Proc. of IPAC2016. Busan, Korea. 8-13 May 2016. P. 2602-2604. (*Особистий внесок здобувача: участь у формулюванні задачі дослідження, аналітичного дослідження, обговоренні та інтерпретації результатів, доповідач*).